

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ
ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ
СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра мікроелектроніки

(повна назва кафедри)

«На правах рукопису»

УДК _____

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

О.В. Борисов

(підпис)

(ініціали, прізвище)

“ _____ ” _____ 2019 р.

Магістерська дисертація

на здобуття ступеня магістра

зі спеціальності _____ *153 «Мікро- та наносистемна техніка»*

(код і назва)

на тему: _____ «Симетричний тунельний діод»

Виконав (-ла): студент (-ка) 6 курсу, групи ДП-82мп

(шифр групи)

Ясногородський Максим Андрійович

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

Науковий керівник проф., к.т.н. Борисов О.В.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Консультант з нормоконтролю доц., к.т.н. Орлов А.Т.

Консультант з інформаційних питань ст. викл., к.т.н. Діденко Ю.В.

Рецензент _____

(посада, науковий ступінь, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській
дисертації немає запозичень з
праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент _____

(підпис)

Київ – 2019 року

РЕФЕРАТ

Структура і обсяг роботи: магістерську дисертацію виконано на 110 сторінках, що містять 6 розділів, 79 ілюстрації, 22 таблиці та 30 джерел в переліку посилань.

Мета роботи: Моделювання роботи та ходу графіків вольт-амперної характеристики симетричного тунельного діоду.

Рекомендації щодо використання результатів даних досліджень:

Тунельний діод виявляється вельми перспективним приладом при детектуванні дуже малих напруг (близько 1 мВ), множенні і перетворенні високих частот і ін. Останнім часом з'явилися такі прилади, як транзистори з тунельним емітером, що дозволяють створювати більш досконалі імпульсні схеми. Дослідження в галузі вивчення фізики тунельного ефекту в напівпровідниках і створення приладів, які використовують цей ефект, знаходяться ще далеко не в завершеній фазі. Тому в найближчому майбутньому в цій галузі слід очікувати ще багато нових відкриттів і винаходів. В даній магістерській дисертації проведений опис вольт-амперної характеристики такої структури, а також побудовано вольт-амперну характеристику симетричного тунельного діода при різній концентрації домішок.

Ключові слова: Si, Ge, GaAs, тунельний пробій, лавинний пробій, симетрична структура, домішки, діод, концентрація, температура, вольт-амперна характеристика.

ABSTRACT

Structure of work: The Master's Diploma is completed on 110 pages, containing 6 sections, 79 illustrations, 22 tables and 30 sources in the list of links.

Purpose of work: Simulation of work and course of graphs of current-voltage characteristic of a symmetric tunnel diode.

Recommendations for using the results of these studies:

The tunnel diode is a very promising device for detecting very low voltages (about 1 mV), multiplying and converting high frequencies, etc. Recently, devices such as transistors with tunnel emitters have emerged, allowing you to create more advanced pulse circuits. Research into the study of tunneling effect physics in semiconductors and the creation of devices using this effect are far from complete. Therefore, many new discoveries and inventions are to be expected in the near future in the field. In this Master's Dissertation a description of the voltage-current characteristic of such a structure was made, as well as the voltage-current characteristic of a symmetric tunnel diode at different concentrations of impurities.

Keywords: Si, Ge, GaAs, tunneling breakdown, avalanche breakdown, symmetrical structure, impurities, diode, concentration, temperature, current-voltage characteristic.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	6
ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1. ПРОБІЙ P-N ПЕРЕХОДУ	8
1.1 ВТОРИННИЙ ПРОБІЙ	8
1.2 ЛАВИННЕ МНОЖЕННЯ	11
1.3.ТУНЕЛЬНИЙ ЕФЕКТ	22
РОЗДІЛ 2. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ФІЗИЧНІ ЗАСАДИ РОБОТИ ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА.....	28
2.1 СТРУКТУРА ТА ПРИНЦИП ДІЇ ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА.....	28
2.2 ЗАСТОСУВАННЯ ТУНЕЛЬНИХ ДІОДІВ	34
РОЗДІЛ 3. ЗАЛЕЖНІСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИМЕТРИЧНОЇ P-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК ТА ТЕМПЕРАТУРИ	52
3.1 ВАХ СИМЕТРИЧНОЇ P-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК.....	52
3.2 ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ВАХ СИМЕТРИЧНОЇ P-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ.....	56
3.2.1 ЗАЛЕЖНІСТЬ ТЕПЛОВОГО СТРУМУ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТА КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК.....	56
3.2.2 ТКН СИМЕТРИЧНОЇ ДІОДНОЇ P-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ ПРИ РІЗНИХ МЕХАНІЗМАХ ПРОБОЮ.....	62
РОЗДІЛ 4. СИМЕТРИЧНИЙ ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД	71
4.1 МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ СИМЕТРИЧНОГО ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА	71
4.2 ВАХ СИМЕТРИЧНОГО ДІОДА.....	76

РОЗДІЛ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ	84
Розділ 6. РОЗРОБКА СТАРТАП ПРОЕКТУ	92
6.1. ОПИС НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ПРИЛАДУ	92
6.2. ТЕХНОЛОГІЧНИЙ АУДИТ ІДЕЇ ПРОЕКТУ	94
6.3. АНАЛІЗ РИНКОВИХ МОЖЛИВОСТЕЙ ЗАПУСКУ СТАРТАП-ПРОЕКТУ	95
6.4. РОЗРОБЛЕННЯ РИНКОВОЇ СТРАТЕГІЇ ПРОЕКТУ	103
6.5. РОЗРОБЛЕННЯ МАРКЕТИНГОВОЇ ПРОГРАМИ СТАРТАП-ПРОЕКТУ	106
ВИСНОВКИ.....	109
СПИСОК ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ.....	110

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

НВЧ – надвисокочастотний

ККД – коефіцієнт корисної дії

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ТКН – тепловий коефіцієнт напруги

МДН – метал-діелектрик-напівпровідник

ЗЗ – заборонена зона

ВСТУП

Тунельний діод - це напівпровідниковий діод на основі виродженого напівпровідника, в якому тунельний ефект призводить до появи на вольт-амперній характеристиці при прямій напрузі ділянки негативного диференціального опору. Тунельні діоди знайшли своє застосування в мультівібраторах, одновібраторах, різноманітних генераторах та підсилювачах.

Симетричні діодні структури р-n-p (n-p-n) широко використовуються, як інжекційно-пролітні діоди, стабілітрони з температурною компенсацією та інші. Властивості таких структур залежать від концентрації носіїв в областях р і n, але вплив концентрації носіїв на властивості таких структур недостатньо досліджено, тому дослідження залежності ВАХ від концентрації носіїв є актуальним. Саме за занадто високої концентрації носіїв в областях р і n можливо отримати новий прилад – симетричний тунельний діод.

Саме тому тема дисертації була вибрана саме така, через те, що імовірність конструювання та виготовлення симетричного тунельного діоду змогло би дати більше можливостей в областях застосування тунельних діодах через його особливі властивості та відмінності саме симетричного тунельного діода від звичайного.

Але, не дивлячись на вказані можливості такої структури, теоретичні принципи роботи таких структур, а також розрахунок їх характеристик за вихідними параметрами структури є невідомими. Тому актуальним є визначення зв'язків між технологічними параметрами р-n переходів симетричної діодної структури і властивостями тунельного діода.

РОЗДІЛ 1. ПРОБІЙ Р-N ПЕРЕХОДУ

При великому зворотному зміщенні на р-n-переході, яке створює в ньому велике електричне поле, перехід «розривається», і через нього протікає дуже великий струм. Існує первинні та вторинні види пробою. Почнемо розгляд теми з вторинного пробою.

1.1 ВТОРИННИЙ ПРОБІЙ

Вторинний пробою є найменш вивченим видом пробою. Він проявляється у вигляді спонтанного і зазвичай раптового зменшення напруги на переході при досягненні деякого критичного струму лавинного пробою. При цьому через перерозподіл струму по площі р - n - переходу відбувається підвищення щільності струму в окремих ділянках напівпровідникової структури, що викликає

Імовірність вторинного пробою зростає зі збільшенням робочого струму транзистора і напруги на колекторі, так як при цьому нерівномірність виділення потужності в транзисторі проявляється сильніше через більшого перегріву і, отже, через більшого впливу власної електропровідності.

Розвиток вторинного пробою істотно визначається локальними неоднорідностями транзисторної структури, які зумовлюють нерівномірну щільність струму, місцевий розігрів, а потім і перегрів структури, що супроводжується проплавленням бази.

Під вторинним пробоем розуміють явища, пов'язані з розігрівом колекторного переходу і призводять до різкого збільшення колекторного струму при одночасному зменшенні колекторного напруги. При вторинному пробі

транзистора, як і при тепловому пробі діода, відбувається шнування струму, що проходить через колекторний перехід.

Важливу роль в появі вторинного пробію можуть грати різного роду дефекти на поверхні або в об'ємі транзисторної структури або будь-які неоднорідності, що призводять до появи градієнтів потенціалу в напрямку, паралельному поверхні р-п переходів і порушують симетрію розподілу полів і потенціалів в транзисторній структурі. Поблизу такого дефекту може виникнути незначна концентрація струму. Обумовлений цієї концентрацією розігрів може привести до збільшення локального коефіцієнта посилення. В результаті може виявитися, що значна частина струму сконцентрується у вузькій області і локальний розігрів досягне такої величини, що в структурі утворюється розплавлена область. Крім того, запропоновано інший механізм, що дозволяє пояснити існування в транзисторі щодо стабільного стану з локальної концентрацією струму і малим падінням напруги між колектором і емітером: в результаті локального перегріву до температур менших, ніж точка плавлення напівпровідника, термічна генерація може зрости настільки, що область просторового заряду зникне і напруга на колекторному переході різко впаде.

На відміну від теплового пробію вторинний пробію хоча і пов'язаний з раптовим локальним перегрівом транзисторної структури, не обов'язково призводить до виходу транзистора з ладу.

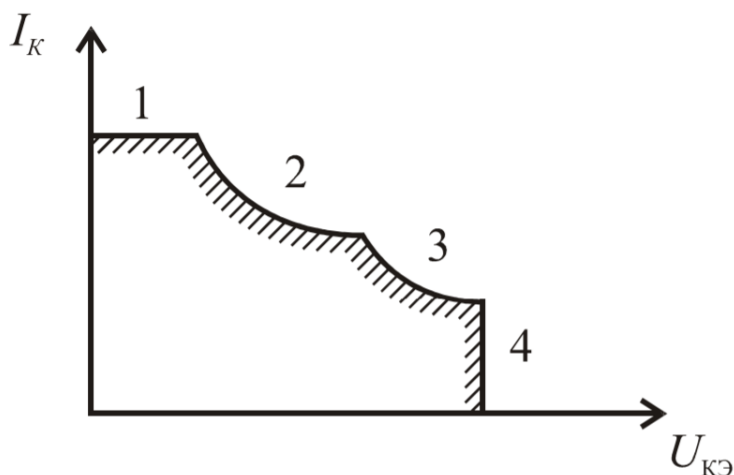


Рис. 1.1. Гіпербола, що обмежує область допустимих значень $U_{КЭ}$ і до I_K

Електричний і тепловий механізми розвитку вторинного пробоя є не єдиними. У реальних транзисторах концентрація струму і розвиток вторинного пробоя можуть бути результатом наявності дефектів в кристалі, поганої якості пайки і ін. Але якою б не була причина розвитку вторинного пробоя, результатом його є збільшення струму і локальний перегрів з проплавленням кристала.

Найбільш складною проблемою є захист транзисторів від вторинного пробоя. При розвитку вторинного пробоя транзистор втрачає управління по базі, і навіть подаючи на базу зворотне зміщення, замкнути його не можна. Єдиним способом захисту транзистора в цьому випадку є розпізнавання розвитку вторинного пробоя під час затримки і шунтування висновків колектор-емітер транзистора за допомогою швидкодіючого тиристора.

Якщо транзистор працює в посиленому режимі, то розвиток вторинного пробоя і виникнення токового шнура пов'язано з втратою термічної стійкості, при якій збільшення струму в будь-якому місці структури призводить до підвищення її температури, а підвищення температури збільшує струм. Цей процес наростає лавиноподібно і призводить до проплавлення структури.

Дослідження показують, що у транзистора IGBT відсутня ділянку вторинного пробоя, характерний для класичних біполярних транзисторів.

Швидкодія IGBT, на жаль, нижче швидкодії транзисторів MOSFET, а значить, їх важко використовувати в джерелах живлення з високими частотами перетворення.

Потрібно сказати, що чіткого і однозначного розуміння процесів при вторинному пробі в даний час немає. У той же час підвищення вимог до надійності транзисторів перетворює ефект вторинного пробі в серйозну проблему транзисторної електроніки.

Необхідно відзначити, що відсутність дефектів в структурі транзистора не гарантує від виникнення вторинного пробі. Так, базова область під $p - n$ - переходом може бути не еквіпотенційною через проходження базових струмів. При різних напрямках струму бази спостерігається збільшення щільності струму емітера або по периферії емітерного переходу, або в центрі переходу. Цей ефект може також створювати передумови для розвитку процесів шнурування струму.

1.2 ЛАВИННЕ МНОЖЕННЯ

Лавинне множення, або ударна іонізація, є найбільш важливим механізмом пробі $p - n$ -переходів. Напруга лавинного пробі визначає верхню межу зворотної напруги більшості діодів, колекторної напруги біполярних транзисторів, напруги сструму МДН-транзисторів. Крім того, механізм ударної іонізації використовується в потужних генераторах НВЧ-коливань, таких, як лавинно-пролітні діоди, і в приймачах оптичних сигналів, таких, як лавинні фотодіоди.

Знайдемо спочатку основний вираз умови пробі. Нехай з лівої сторони збідненої області шириною W втікає струм I_{p0} . Якщо електричне поле в збідненій області настільки велике, що внаслідок ударної іонізації можуть генеруватися електронно-діркові-пари, то дірковий струм I_p буде наростати з

координатою i на правій межі збідненої області ($\alpha = W$) досягне величини $M_p I_{p0}$, Аналогічно електронний струм I_n , буде зростати в напрямку від $x = W$ до $x = 0$. Повний струм $I (= I_p + I_n)$ в стаціонарних умовах постійний. Приріст діркового струму в точці з координатою x дорівнює числу електронно-діркових пар, що генеруються за 1 с. на відстані dx :

$$d\left(\frac{I_p}{q}\right) = \left(\frac{I_p}{q}\right)(\alpha_p dx) + \left(\frac{I_p}{q}\right)(\alpha_n dx), \quad (1.1)$$

або

$$\frac{dI_p}{dx} - (\alpha_p - \alpha_n) \cdot I_p = \alpha_n I. \quad (1.1a)$$

Рішення рівняння (1.10) з граничною умовою $I = I_p(W) = M_p I_{p0}$ записується у вигляді:

$$I_p(x) = I \left\{ \frac{1}{M_p} + \int_0^x \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx \right\} / \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right], \quad (1.2)$$

де M_p - коефіцієнт множення дірок, рівний:

$$M_p = \frac{I_p(W)}{I_p(0)}. \quad (1.3)$$

Рівняння (1.2) можна записати у вигляді:

$$1 - \frac{1}{M_p} \int_0^W \alpha_p \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx. \quad (1.4)$$

Напругою лавинного пробую називається напруга, при якому M_p прагне до нескінченності. Отже, умова пробую визначається інтегралом іонізації:

$$\int_0^W \alpha_p \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx = 1. \quad (1.5)$$

Якщо лавинний процес ініціюється не дірками, а електронами, то інтеграл іонізації має вигляд:

$$\int_0^W \alpha_n \exp \left[- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1. \quad (1.6)$$

Рівняння (1.5) і (1.6) еквівалентні [12], тобто умови пробую залежать тільки від процесів усередині збідненої області, а не від носіїв або первинних струмів, що викликали лавинний процес. Ситуація не змінюється, якщо пробій викликаний змішаними первинними струмами: лише б виконувалася одна з умов (1.5) або (1.6).

Для напівпровідників з рівними коефіцієнтами іонізації ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$), наприклад для GaP, інтеграли (1.5) і (1.6) приймають вигляд:

$$\int_0^W \alpha dx = 1. \quad (1.7)$$

Використовуючи отримані умови пробою і розташовуючи залежністю коефіцієнтів іонізації від поля, можна визначити напругу пробою, максимальне електричне поле і ширину збідненої області. Електричне поле і потенціал збідненого шару знаходяться з рівняння Пуассона. Положення кордонів шару, що задовольняє рівнянню (1.5), можна визначити чисельно методом послідовних наближень. Якщо ширина збідненої області відома, то напруга пробою V_B несиметричного різкого переходу:

$$V_B = \frac{\mathcal{E}_m W}{2} = \frac{\varepsilon_s \mathcal{E}_m^2}{2q} (N_B)^{-1}, \quad (1.8a)$$

а для лінійного переходу:

$$V_B = \frac{2\mathcal{E}W}{3} = \frac{4\mathcal{E}_m^{3/2}}{3} \left(\frac{2\varepsilon_s}{q}\right)^{1/2} (\alpha)^{-1/2}, \quad (1.86)$$

де N_B - концентрація іонізованої домішки в слаболегованій області, ε_s - діелектрична проникність напівпровідника, α - градієнт концентрації домішки, \mathcal{E}_m - максимальне електричне поле.

Розрахункові залежності напруги пробою від N_B для різких переходів у Ge, Si, GaAs з орієнтацією $\langle 100 \rangle$ та у GaP [21] приведені на рис. 1.2.

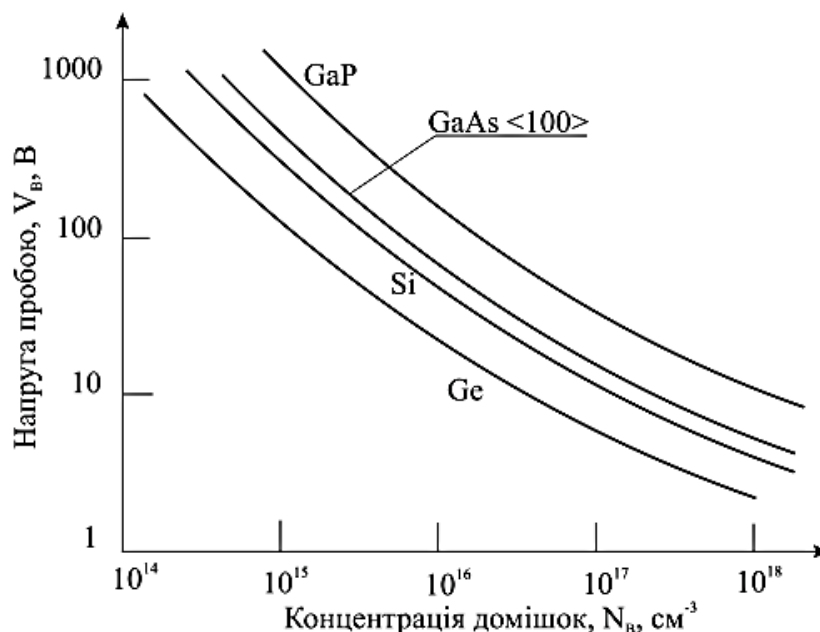


Рис. 1.2 Залежність напруги лавинного пробую від концентрації домішок для несиметричного східчастого переходу у Ge, Si, GaAs з орієнтацією <100> та у GaP [21].

Експериментальні результати добре узгоджуються з розрахунковими значеннями [22]. Штриховою лінією помічена верхня межа N_B , при якій справедливі вирази для розрахунку лавинного пробую. Ця межа обирається на основі критерію $6E_g/q$. При більш високих концентраціях істотний внесок у пробій починає вносити тунельний механізм, і в кінці кінців він стане переважаючим.

В арсеніді галію коефіцієнт ударної іонізації залежить від орієнтації кристала. На рис. 1.3 наведено залежності напруги пробую V_B при орієнтації <111> і <110> та орієнтації <100>.

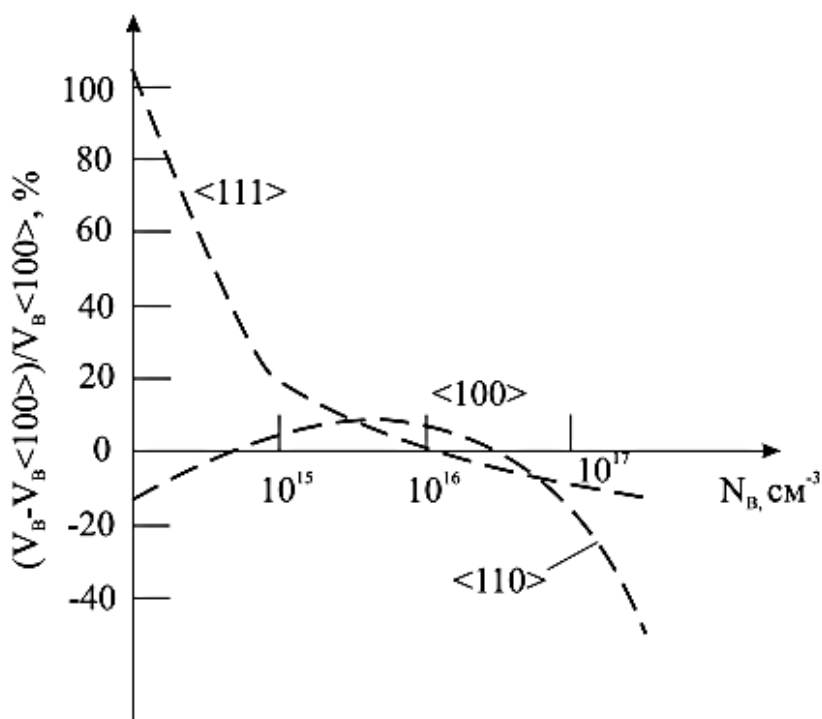


Рис. 1.3 Залежність напруги пробою у несиметричних різких переходах у GaAs для різних орієнтацій [23].

Помітна слабка залежність напруги пробою від орієнтації при концентрації домішки $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При більш слабкому легуванні V_B максимальна у випадку орієнтації $\langle 111 \rangle$, а при більш сильному легуванні V_B максимальна у випадку орієнтації $\langle 100 \rangle$ [23].

На рис. 1.4 наведена залежність напруги пробою від градієнта концентрації домішки для плавних лінійних переходів у перерахованих вище напівпровідниках. Штриховою лінією позначена верхня межа α , при якій ще вірний розрахунок лавинного пробою.

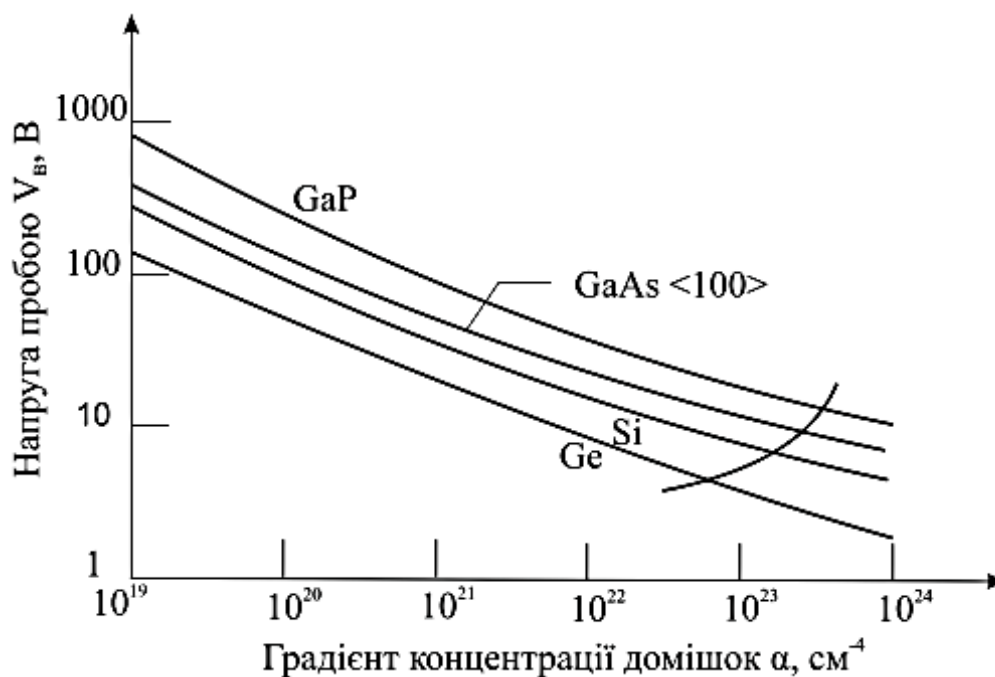


Рис. 1.4 Залежність напруги лавинного пробою від градієнта концентрації домішок для плавних лінійних переходів у Ge, Si, GaAs з орієнтацією <100> та у GaP [21].

Розрахункові залежності максимального поля \mathcal{E}_m і ширини збідненого шару при пробої різких переходів у чотирьох розглянутих напівпровідниках наведено на рис. 1.5 [21].

На рис. 1.6 аналогічні залежності наведені для лінійних переходів. У $p - n$ –переході на кремнії максимальне поле визначається виразом [24]:

$$\mathcal{E}_m = \frac{4 \cdot 10^5}{1 - \frac{1}{3} \lg\left(\frac{N_B}{10^{16}}\right)} \left[\frac{\text{В}}{\text{см}} \right], \quad (1.9)$$

де N_B вимірюється у см^{-3} .

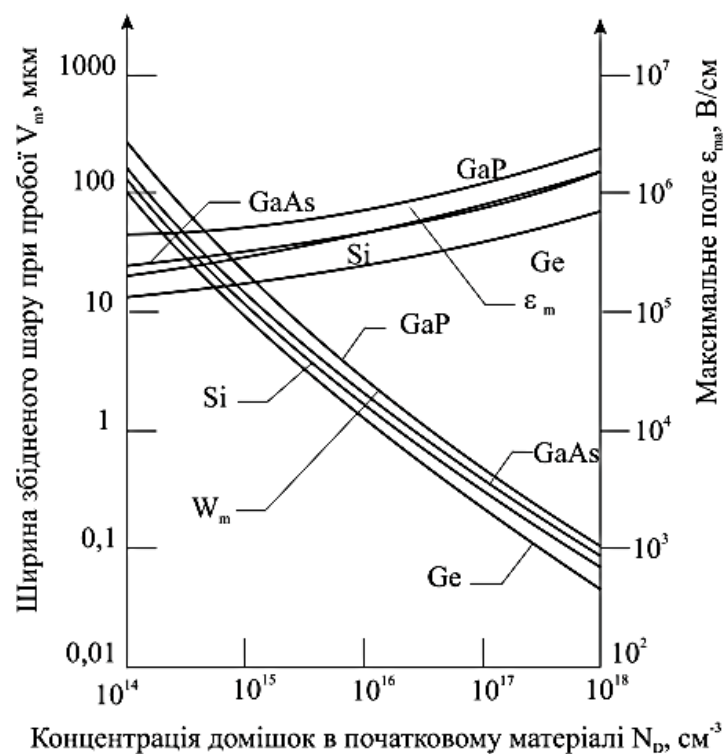


Рис. 1.5 Експериментальні залежності дрейфової швидкості від електричного поля у чистих кристалах Ge, Si, GaAs [23, 25, 26] та температурна залежність швидкості насичення електронів (β) у Si і GaAs [23, 27, 28].

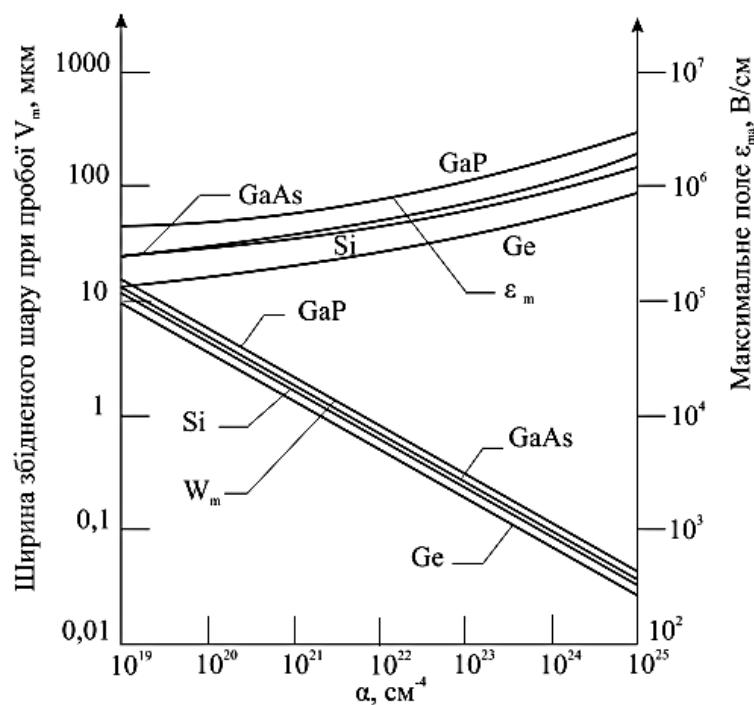


Рис. 1.6 Ширина збідненого шару та максимальне поле для плавних лінійних переходів у Ge, Si, GaAs з орієнтацією $\langle 100 \rangle$ та у GaP [21].

Внаслідок сильної залежності коефіцієнтів іонізації від поля величина максимального поля дуже слабо залежить від N_B та α . Тому в першому наближенні для даного напівпровідника можна вважати \mathcal{E}_m постійним. Тоді з виразу (1.8) випливає, що для різкого переходу $V_B \sim N_B^{-1,0}$, а для лінійного $V_B \sim \alpha^{-0,5}$.

Підтвердженням цього служать графіки на рис. 1.2 та 1.4. Крім того, як і слід було очікувати, при фіксованих N_B або α напруга пробою зростає із збільшенням ширини забороненої зони, оскільки при лавинном множенні відбувається перехід носіїв з однієї зони в іншу.

На основі розглянутих вище результатів можна отримати наближену універсальну формулу напруги пробою різкого переходу, справедливую для всіх вивчених напівпровідників:

$$V_B \cong 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}} [\text{В}], \quad (1.10a)$$

де E_g - ширина забороненої зони при кімнатній температурі, еВ; N_B - концентрація домішки в слабологованій області, см^{-3} . Аналогічний вираз для лінійного переходу має вигляд:

$$V_B \cong 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{\frac{6}{5}} \left(\frac{\alpha}{3} \cdot 10^{20} \right)^{-\frac{2}{5}} [\text{В}], \quad (1.10б)$$

де α - градієнт концентрації домішки, см^{-4} .

Для $p-n$ -переходу, отриманого дифузійним методом, з лінійним розподілом домішки на одній стороні і з постійною концентрацією домішки на іншій стороні переходу (вставка на рис. 1.7) напруга пробою приймає проміжне значення між напругою пробою східчастого та лінійного переходів (рис. 1.2 і

1.4) [29]. Для великих значень α та малих значень N_B напруга пробою дифузійного переходу (рис. 1.7) наближається до напруги для різкого переходу (нижня лінія); з іншого боку, для малих α и великих N_B напруга близька до напруги для лінійного переходу (паралельні лінії).



Рис. 1.7 Напруга пробою для дифузійних переходів. На вставці показаний розподіл просторового заряду [29].

Результати, представлені на рис. 1.2-1.6, отримані в припущенні досить великої товщини напівпровідникового шару, щоб при пробої міг існувати збіднений шар шириною W_m (рис. 1.5).

Однак якщо ширина напівпровідникового шару W менше W_m (рис. 1.8, вставка), то ще до лавинного пробою відбудеться прокол приладу (тобто збіднений шар досягне межі розділу $n - n^+$). При подальшому збільшенні зворотного зміщення неминуче настане пробій приладу. Максимальне електричне поле \mathcal{E}_m приблизно таке ж, як і в приладі без проколу. Отже, для напруги пробою $U_{пр}$ діода з проколом можна написати:

$$\frac{U_{\text{проб}}}{U_{\text{пр}}} = \frac{\text{Заштрихована область (вставка на рис. 32)}}{(\varepsilon_m W_m)/2} = \left(\frac{W}{W_m}\right) \left(2 - \frac{W}{W_m}\right). \quad (1.11)$$

Прокол зазвичай виникає при досить низькій концентрації легуючої домішки N_B , що має місце у $p^+ - \pi - n^+$ та $p^+ - \nu - n^+$ діодах (π означає слаболегований напівпровідник p -типу, а ν – слаболегований напівпровідник n -типу).

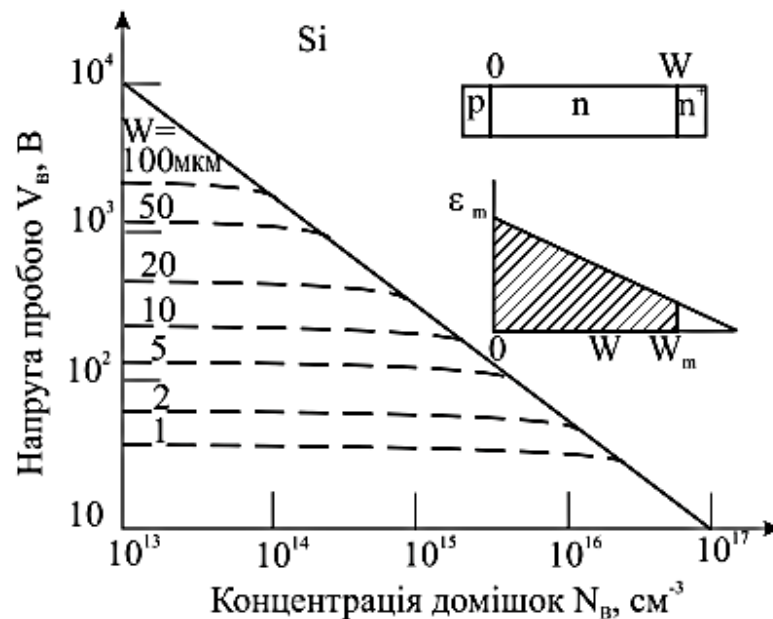


Рис. 1.8 Напруга пробою $p^+ - \pi - n^+$ та $p^+ - \nu - n^+$ переходів.

Розрахована за формулою (1.10) залежність напруги пробою таких діодів від концентрації домішки в слаболегованій області несиметричного різкого переходу в кремнії наведена на рис. 1.8 (суцільна лінія). Передбачається, що перехід сформований на епітаксимальній підкладці (тобто на n^+ підкладці вирощений епітаксимальний шар ν -типу товщиною W). Для заданої товщини (штрихова лінія) при зменшенні концентрації домішок напруга пробою прямує

до постійного значення, яке відповідає проколу епітаксiального шару. Результати, наведені на рис. 1.2-1.8, відносяться до лавинного пробою при кімнатній температурі. З підвищенням температури напруга пробою зростає.

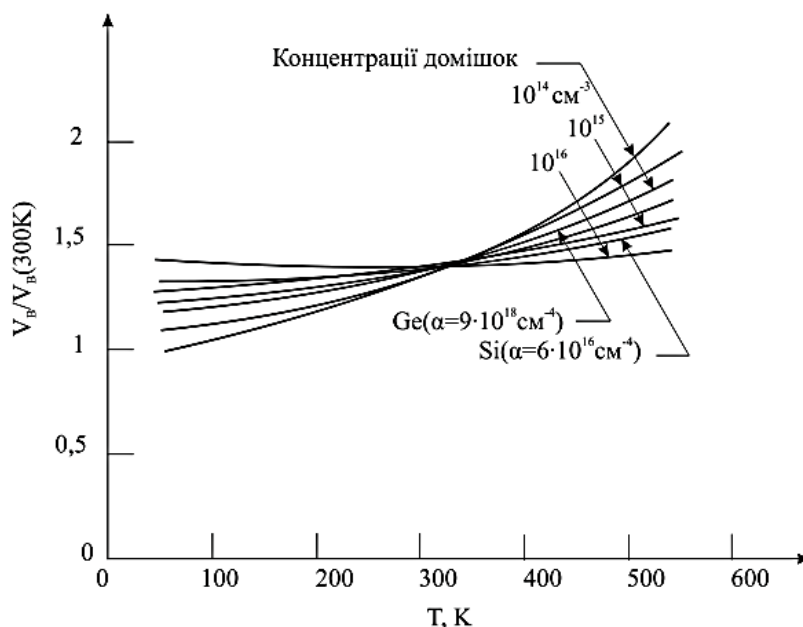


Рис. 1.9 Температурна залежність нормалізованої напруги лавинного пробою

1.3.ТУНЕЛЬНИЙ ЕФЕКТ

Розглянемо поведінку частинки при проходженні через потенційний бар'єр. Нехай частка, що рухається зліва направо, зустрічає на своєму шляху потенційний бар'єр висоти U_0 і ширини l (рис. 1.1). За класичним уявленням рух частинки буде таким:

1. якщо енергія частки буде більше висоти бар'єру ($E > U_0$), то частка безперешкодно проходить над бар'єром;
2. якщо ж енергія частинки буде менше висоти бар'єра ($E < U_0$), то частка відбивається і летить у зворотний бік;
3. крізь бар'єр частка проникнути не може.

Зовсім інакша поведінка частки за законами квантової механіки. По-перше, навіть при $E > U_0$ є відмінна від нуля ймовірність того, що частка відіб'ється від потенційного бар'єру і полетить назад. По-друге, при $E < U_0$ є ймовірність того, що частка проникне «крізь» бар'єр і виявиться в області III. Така поведінка частки описується рівнянням Шредінгера:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (1.12)$$

Тут ψ - хвильова функція мікрочастинки. Рівняння Шредінгера для області I і III буде однаковим. Тому обмежимося розглядом областей I і II. Отже, рівняння Шредінгера для області I прийме вид:

$$\nabla^2 \psi_1 + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_1 = 0, \quad (1.13)$$

ввівши позначення:

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad (1.14)$$

остаточно отримаємо:

$$\nabla^2 \psi_1 + k_1^2 \psi_1 = 0 \quad (1.15)$$

Аналогічно для області II:

$$\nabla^2 \psi_1 + k_1^2 \psi_1 = 0 \quad (1.16)$$

$$\text{де } k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U)}.$$

Таким чином, ми отримали характеристичні рівняння, загальні рішення яких мають вигляд:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad \text{при } x < 0, \quad (1.17)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x} \quad \text{при } x > 0 \quad (1.18)$$

Доданок $A_1 e^{ik_1 x}$ відповідає хвилі, що поширюється в області I в напрямку осі x, A_1 - амплітуда цієї хвилі. Доданок $B_1 e^{-ik_1 x}$ відповідає хвилі, що поширюється в області I у напрямку, протилежному x. Це хвиля, відбита від бар'єра, B_1 - амплітуда цієї хвилі.

За визначенням коефіцієнтом відображення $R = \frac{j_{\text{отраж.}}}{j_{\text{пад.}}}$ називається відношення постріму відображених частинок до постріму падаючих частинок (Де N - число падаючих на сходинок частинок). Тому коефіцієнт відображення в разі, представленому на рис. 1.1 дорівнює:

$$R = \frac{j_{\text{отраж.}}}{j_{\text{пад.}}} = \frac{|\psi_{\text{отраж.}}|^2}{|\psi_{\text{пад.}}|^2} = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} \quad (1.19)$$

Доданок відповідає хвилі, що поширюється в області II $B_2 e^{-ik_2 x}$ в напрямку x . доданок має відповідати відображеній хвилі, що розповсюджується в області II. Так як такої хвилі немає, то B_2 слід покласти рівним нулю.

Співвідношення являє $D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}}$ собою коефіцієнт прозорості (коефіцієнт проходження) бар'єру.

Для прямокутного потенційного бар'єру маємо:

$$D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}} = \frac{|\psi_{\text{прош.}}|^2}{|\psi_{\text{над.}}|^2} = \frac{|A_2|^2}{|A_1|^2} \quad (1.20)$$

Для бар'єру, висота якого $U > E$, хвильовий вектор k_2 є уявним. Покладемо його рівним ik , де $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}$ дійсним числом. Тоді хвильові функції ψ_1 та ψ_2 отримають такий вигляд:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (1.20)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{-kx} \quad (1.21)$$

Так як $A_2 \neq 0$, то це означає, що є ймовірність проникнення мікрочастинки на деяку глибину в другу область. Ця ймовірність пропорційна квадрату модуля хвильової функції ψ_2 :

$$\omega \sim |\psi_2|^2 \sim A^2 e^{-\frac{2x}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}} \quad (1.22)$$

Наявність цієї ймовірності уможливило проходження мікрочастинок крізь потенційний бар'єр кінцевої товщини a . Таке просочування отримало назву тунельного ефекту. За формулою (1.20) коефіцієнт прозорості такого бар'єра буде дорівнювати:

$$D = D_0 e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}}, \quad (1.23)$$

де D_0 - коефіцієнт пропорційності, що залежить від форми бар'єра. Особливістю тунельного ефекту є те, що при тунельному просочуванні крізь потенційний бар'єр енергія мікрочастинок не змінюється: вони залишають бар'єр з тією ж енергією, з якою в нього входять. Якщо потенційний бар'єр має довільну форму, то розіб'ємо його на n дуже вузьких прямокутних потенційних бар'єрів шириною Δx і висотою $U(x)$ кожен. Потік частинок, що пройшли через вузький потенційний бар'єр, буде пострімом частинок, що падають на наступний вузький потенційний бар'єр.

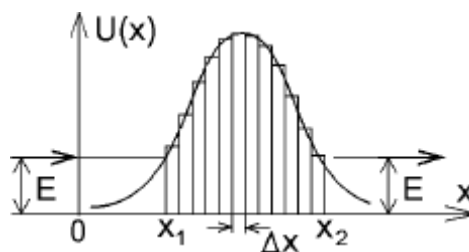


Рис 1.10 Потенційний бар'єр

Тому коефіцієнт проходження через всі бар'єри буде добутком коефіцієнтів проходження через кожен з бар'єрів (ймовірності перемножуються), показники експонент в співмножником (1.4) складаються і при $\Delta x \rightarrow dx$ дають інтеграл:

$$D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}} = D_n \cdot D_{n-1} \cdot \dots \cdot D_2 \cdot D_1 = \text{const} \cdot \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx \right) \quad (1.24)$$

Тунельний ефект відіграє велику роль в електронних приладах. Він обумовлює протікання таких явищ, як емісія електронів під дією сильного поля, проходження струму через діелектричні плівки, пробій р-п переходу; на його основі створені тунельні діоди, робота яких досліджується в даному досвіді, розробляються активні плівкові елементи.

РОЗДІЛ 2.

ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ФІЗИЧНІ ЗАСАДИ РОБОТИ ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА

Тунельний діод являє собою сильно легований р + -n +-перехід з малою товщиною замикаючого шару. Перша стаття про тунельний діод (ТД) (Званому також діодом Есакі) була опублікована в 1958 р [2]. У ній Лео Есакі описав «аномальну» вольт-амперну характеристику, отриману в процесі вивчення вироджених германієвих р-n переходів при прямому зміщенні. Аномальні характеристики деяких р-n переходів відзначалися багатьма дослідниками твердотільних приладів і до 1958 р, але ці дані піддавалися критиці, оскільки вони не описувалися звичним доданими рівнянням. У класичному випадку, як описано вище, струм через структуру визначається надбар'єрного протіканням носіїв заряду. Однак, в разі виродженого напівпровідника, коли концентрація домішок в областях з різними типами провідності становить $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, товщина запираючого шару настільки мала ($\leq 10 \text{ нм}$), що стає можливим тунелювання носіїв з однієї області в іншу «крізь» бар'єр. Есакі вперше пояснив отримані вольт-амперні характеристики за допомогою концепції квантового тунелювання носіїв заряду і отримав задовільний відповідність між теорією і експериментальними результатами.

2.1 СТРУКТУРА ТА ПРИНЦИП ДІЇ ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА

Типова статична вольт-амперна характеристика тунельного діода показана на малюнку 2.1. На графіку можна відзначити такі особливості. При додатку напруги зворотної полярності (негативний потенціал до р-області) струм монотонно зростає. Таким чином, тунельний діод, в відміну від класичного, не володіє випрямляючих властивостями. При додатку прямого зміщення струм

спочатку збільшується до максимального значення I_p при напрузі U_p , а потім зменшується до мінімального значення I_v при напрузі U_v . При напрузі, великих, ніж U_v , струм поводить себе класичним чином, тобто експоненціально зростає. Статична характеристика складається, в основному, з тунельного струму носіїв міжзонами і надбар'єрного дифузійного струму (рис. 2.1).

Проведемо якісний розгляд процесу тунелювання, використовуючи спрощену зонну структуру (рис. 2.2). Відзначимо, що, оскільки перехід сильно легований, електронно-дірковий газ в структурі є виродженим, тобто рівні Фермі p і n областей на зонній діаграмі знаходяться всередині дозволених зон. В умовах теплового рівноваги рівень Фермі постійний по всій структурі (рис. 2.2 б). Для простоти будемо вважати, що і з тієї, і з іншого боку p - n переходу вище рівня Фермі відсутні заповнені стани, а нижче рівня Фермі відсутні вільні стани (взагалі кажучи, це справедливо тільки при нульовій температурі, але якісної картини таке спрощення не змінить). Таким чином, у відсутність зовнішньої напруги область, яка містить вільні електрони і область, що має вільні рівні, не перекриваються по енергіях, тобто тунельний струм в такій ситуації протікати не може.

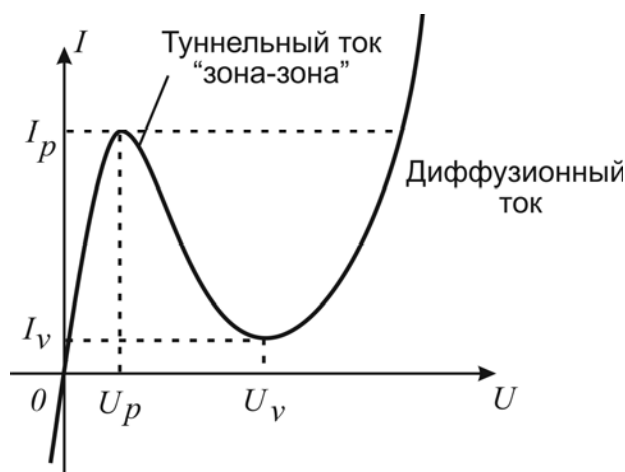


Рис. 2.1. Вольт-амперна характеристика тунельного діода: I_p і U_p — піковий струм і відповідна напруга; I_v і U_v — струм і напруга в мінімумі

При додатку зовнішнього зміщення електрони можуть тунелювати з валентної зони в зону провідності і навпаки (тому такий струм іноді називають струмом «зона - зона»). При цьому носії долають потенціальний бар'єр, який наближено можна вважати трикутним (рис. 2.2 а, трикутник сірого тону). Наступні умови є необхідними для реалізації процесу тунелювання:

- 1) наявність заповнених станів з того боку переходу, звідки електрон тунелює;
- 2) наявність вільних рівнів тієї ж енергії з іншого боку переходу;
- 3) висота і ширина потенційного бар'єру повинні бути досить малими, щоб існувала кінцева ймовірність тунелювання електрону крізь бар'єр;
- 4) квазіімпульс в процесі тунелювання повинен зберігатися.

На малюнку 2.2 а показано тунелювання електрона з валентної зони в зону провідності при додатку зворотного зсуву. Відповідні цієї нагоди струм і напруга відзначені точкою на вольт-амперній характеристиками. У разі невеликого прямого зміщення існує область значень енергії, для якої є заповнені стану з n-сторони і відповідно вільні стану з p-сторони. Причому, коли заповнена та вільна області максимально перекриваються по енергіях, в структурі протікає максимальний струм (рисунок 2.2 в). При подальшому збільшенні прямого зміщення кількість вільних рівнів з p-сторони, що мають ту ж енергію, зменшується (рисунок 2.2 г), а в забороненій зоні станів для електронів немає, тобто перехід туди неможливий. Якщо докладена пряма напруга такої величини, що зони «не перекриваються», тобто дно зони провідності і вершина валентної зони розташовані на одному рівні, то в цьому випадку навпаки заповнених станів n-області лежать заборонені стані з p-області (наявністю станів в забороненій зоні ми, для простоти, нехтуємо). У цій точці тунелювання носіїв припиняється. Однак, повний струм при цьому нулю не досяг оскільки присутній ще і класична компонента, обумовлена

надбар'єрного переходами електронів і дірок. У точці мінімуму цей струм малий, оскільки потенційний бар'єр для носіїв ще досить високий. При подальшому збільшенні прикладеної напруги інжекційні струми будуть експоненціально зростати (рисунк 2.2 д).

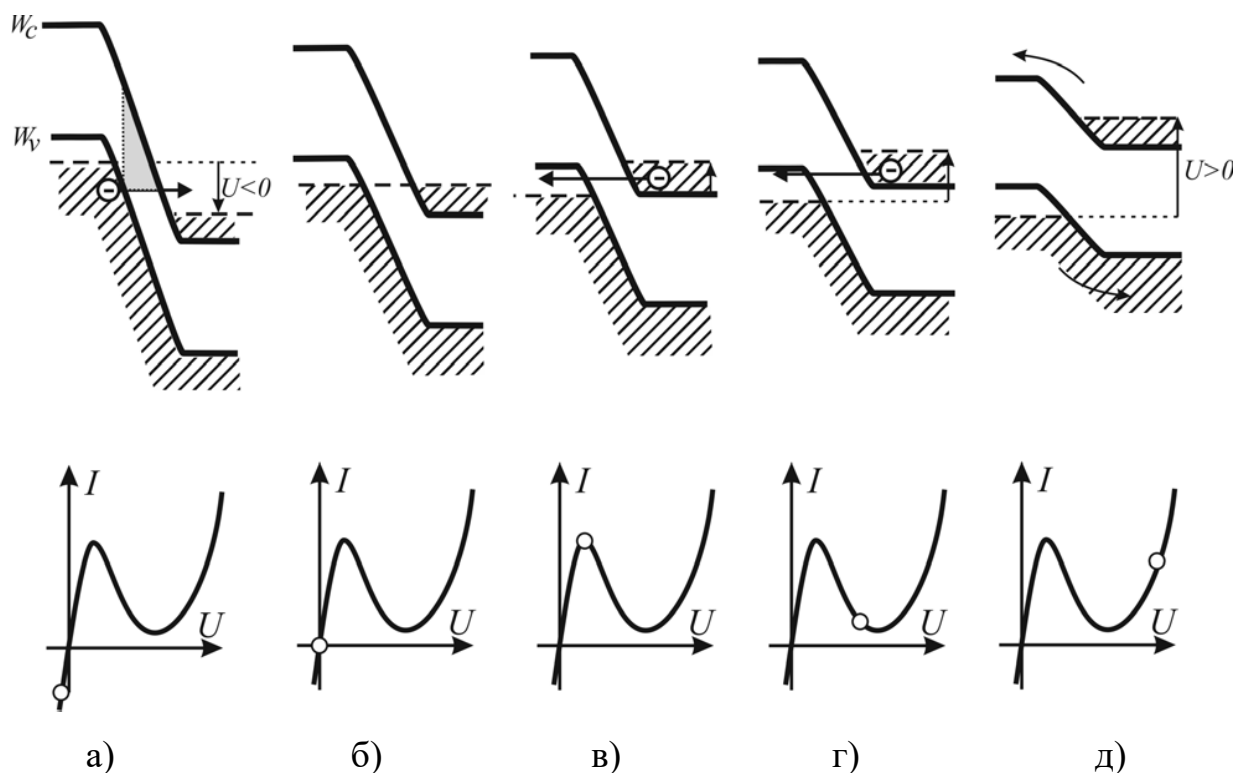


Рис. 2.2. Спрощена зонна структура тунельного діода: а) - зворотне зміщення; б) термодинамічна рівновага; в) пряме зміщення, при якому виникає піковий струм; г) пряме зміщення, при якому починається «струм долини»; д) пряме зміщення, при якому тече дифузний струм [2]. Сірим тоном виділений трикутник потенціального бар'єру, подоланого електроном при тунелюванні

З ростом прямої напруги тунельний струм збільшується від нуля до максимуму, а потім зменшується до нуля, коли $U = U_n + U_p$, де U – прикладена напруга, U_n - ступінь виродження з n-сторони, $U_n \equiv (W_{Fn} - W_C) / e$, U_p - ступінь виродження з p-сторони, $U_p \equiv (W_V - W_{Fp}) / e$, як показано на малюнку 2.3.

Зверніть увагу (рис. 2.1), що область ВАХ, розташована між екстремумами струму, є областю негативного диференціального опору. Наявність даної області дозволяє використовувати тунельний діод для посилення і генерації НВЧ сигналів.

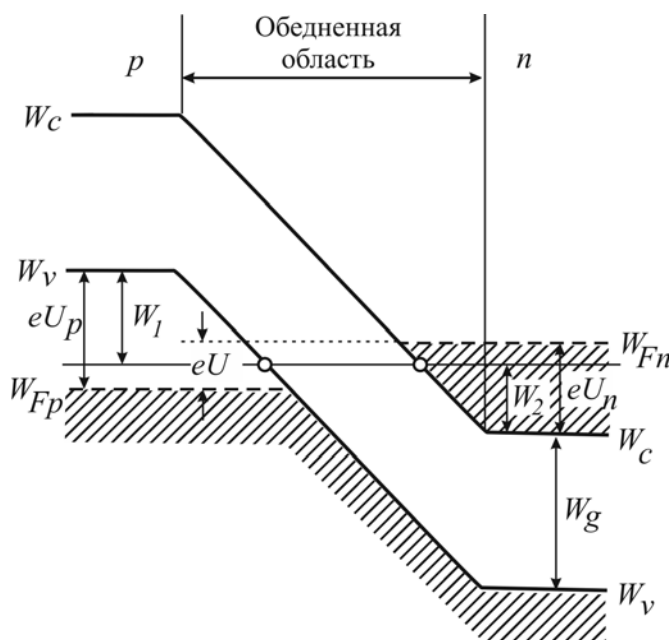


Рис. 2.3. Спрощена енергетична діаграма з постійним електричним полем в збідненому шарі. Ступені виродження з n- і p-сторони рівні eU_n і eU_p . U - напруга зсуву. W_1 і W_2 - енергії електрона, відраховані від країв зон в p- і n- областях

Відзначимо, що тунелювання в структурі може бути прямим і непрямым. Випадок прямого тунелювання зображений на малюнку 2.4 а, на якому графік залежності енергії від хвильового числа $W(k)$ суміщений з картиною тунельного переходу в W -х координатах. Електрон може тунелювати з околиці мінімуму функції, яка описує залежність енергії від хвильового вектора для зони провідності, в точку з аналогічним значенням квазіімпульсу в околиці максимуму функції $W(k)$ валентної зони. Для того, щоб мало місце пряме тунелювання, необхідно, щоб мінімум зони провідності і максимум валентної

зони мали однакове значення імпульсу. Ця умова, як уже згадувалося вище, виконується в зоні напівпровідників.

Непряме тунелювання відбувається тоді, коли абсолютний мінімум зони провідності і максимум валентної зони лежать в різних точках зони Брілюєна (рисунок 2.4 б). При цьому різниця імпульсів передається розсіюючим агентам, наприклад, фононам. Закони збереження енергії і імпульсу при тунелюванні за участю фононів: $W_0 + w_{\text{фон}} = W_1$, $p_0 + \hbar k = p_1$, де W_0 - первісна енергії електрона, тунелюють з n-області в p-область, $w_{\text{фон}}$ - енергія фонона, W_1 - кінцева енергія електрона після тунелювання, p_0 - початкове значення імпульсу електрона, $\hbar k$ - імпульс фонона, p_1 - імпульс електрона після тунелювання. Відзначимо, що ймовірність багатофононних непрямого тунелювання багато менше ймовірності тунелювання з використанням одного фонона. Крім того, ймовірність непрямого тунелювання істотно менше, ніж ймовірність прямого.

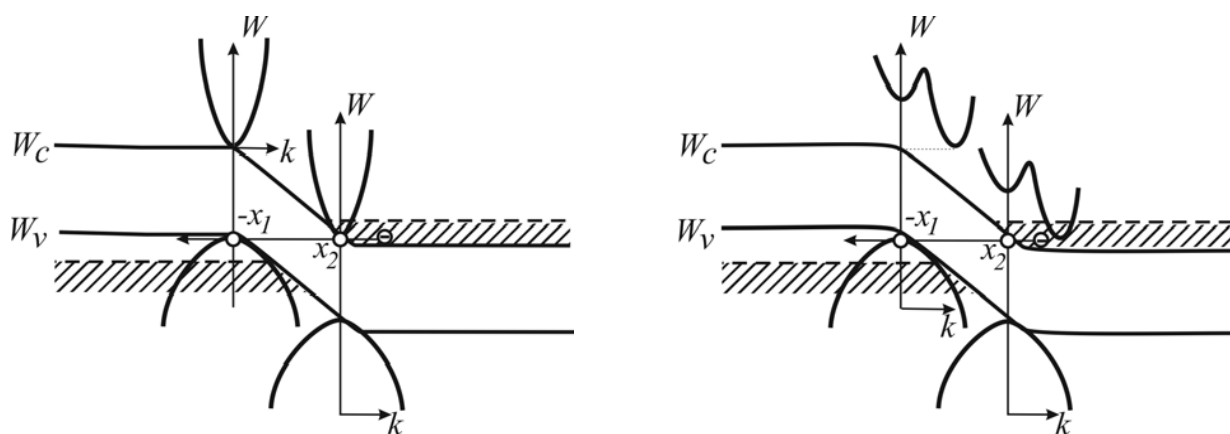


Рис. 2.4. Тунелювання: а) випадок прямого тунелювання; б) випадок непрямого тунелювання, коли $k_{\text{мін}} \neq k_{\text{макс}}$. Залежність $W(k)$ накладена в характерних точках ($-x_1$ і x_2) на картину тунельного переходу в $W - x$ координатах.

На закінчення розділу наведемо основну еквівалентну схему тунельного діода (рис. 2.5). Вона складається з чотирьох елементів: послідовної індуктивності L_S , послідовного опору R_S , діодної ємності C і негативного опору діода $-R$. Послідовний опір R_S включає опір виведення, омичних контактів і опір кристала.

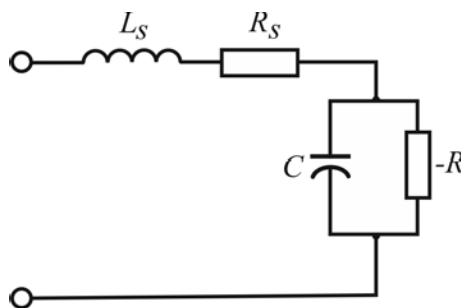


Рис. 2.5. Еквівалентна схема тунельного діода

2.2 ЗАСТОСУВАННЯ ТУНЕЛЬНИХ ДІОДІВ

Найбільш просто із застосуванням тунельних діодів будуються схеми автогенераторів. Так як тунельний діод являє собою двухполюсник з негативним опором, стійким по напрузі, то при підключенні до нього паралельного коливального контуру він може генерувати. При цьому негативне опір діода буде компенсувати втрати, і в контурі можуть виникнути і підтримуватися незгасаючі коливання. Звичайні низькочастотні тунельні діоди добре працюють на частотах, рівних одиницям мегагерц.

Більш високочастотні діоди, в яких зменшена ємність переходу і індуктивність висновків, генерують на частотах тисячі мегагерц. Однак через невеликі величин ділянки вольт-амперної характеристики діода з негативним опором потужність, що віддається їм на будь-яких частотах, становить частки мВт. Щоб форма генерованих коливань не спотворювалася, як правило, застосовують часткове підключення діода до контуру генератора. У цьому випадку опір втрат, наведене до висновків діода, має дорівнювати його

негативного опору. У реальних схемах наведене опір втрат вибирають більше негативного. опору тунельного діода з тим, щоб гарантувати надійне збудження генератора при зміні температури, напруги живлення і частоти.

З огляду на, що паралельне опір втрат в реальних коливальних контурах значно перевищує опір тунельного діода, відведення доводиться робити від незначної частини витків контуру (рис. 2.6). На внутрішньому опорі джерела зсуву буде виділятися частина коливальної потужності, тому воно повинно бути якомога менше.

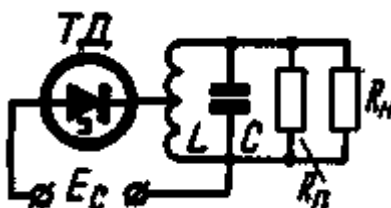


Рис. 2.6 Схема з виводами від витків контуру

Зазвичай тунельні діоди живляться від ділянки напруги, що призводить до неекономного витрачання потужності живлення. Дійсно, для германієвих діодів напруга зсуву в режимі генерації одно 0,1-0,15 в, а мінімальна напруга переважної більшості хімічних джерел струму становить 1,2-2 В, тому і необхідно застосовувати в ланцюзі живлення подільники напруги. При цьому приблизно 80-90% всієї споживаної потужності розсіюється на ділянику. Виходячи з міркувань економічності, для живлення тунельних діодів доцільно застосовувати джерела з максимально низькою напругою. Вихідний опір подільника напруги вибирають в межах 5-10 Ом, і тільки в пристроях, де потрібна максимальна економічність його підвищують до 20-30 Ом. Негативне опір тунельного діода повинно перевищувати опір подільника в 5-10 разів. Шунтировать настільки малі опору конденсаторами для зменшення втрат високочастотної енергії недоцільно, так як в деяких випадках це може привести

до нестійкої роботи генератора, особливо, якщо режим його підбирався по максимуму віддається потужності.

Негативний опір тунельного діода сильно залежить від положення робочої точки, так що при зміні напруги живлення на 10% нормальна робота генератора може повністю порушитися. Тому при харчуванні діодів від хімічних джерел струму - батарей, акумуляторів, забезпечити їх стабільну роботу дуже важко. Найбільш доцільно живити їх від окисно-ртутних елементів, напруга яких незначно змінюється в процесі роботи, а в ряді випадків доводиться використовувати попередньо стабілізовану напругу або застосовувати в ділянці нелінійні опори - в верхньому плечі, стабілізуючі струм, а в нижньому - напруга. Так, якщо в схемі автогенератора (рис. 2.7, а) замість опору R_2 застосувати германієвого діод Д11 у прямому включенні, як це показано на рис. 2.7, б, стабільність роботи генератора покращиться і при зміні напруги живлення від 1,5 до 1 в жодних регулювань не буде потрібно.

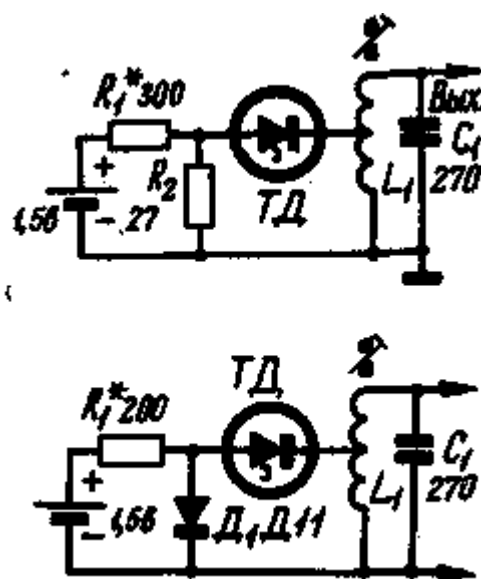


Рис. 2.7 а) схема автогенератора; б) застосування діоду замість додаткового опору у схемі автогенератора

У наведених схемах автогенераторів на частоту 465 кГц котушка L1 намотана на 4-секційному полістиролових каркасі діаметром 4 мм з сердечником з фериту Ф -1000 діаметром 2,8 і довжиною 12 мм. Обмотка котушки містить 220 витків дроту ПЕВ 0,13 з відведенням від 18 витка. Напруга високої частоти на контурі становить 1 В.

Всі згадані вище способи стабілізації дещо ускладнюють схеми, а в ряді випадків і збільшують споживану потужність, тому широкого застосування вони не знайшли. В апаратурі тунельні діоди найчастіше застосовуються спільно з транзисторами. Відомо, що у транзистора струм емітера порівняно мало залежить від напруги живлення колектора, особливо якщо зсув транзистора стабілізовано будь-яким способом. Тому, при харчуванні діодів емітерним струмом транзистора, можна отримати вигоду не тільки в стабільності, але і в економічності. Остання підвищується тут через те, що втрати на верхньому плечі дільника усуваються, а додаткова потужність, споживана тунельним діодом, невелика.

Крім генераторів, налаштованих на фіксовану частоту, тунельні діоди можна застосувати і в діапазонних генераторах. Правда, при цьому доводиться ретельніше підбирати зв'язок діода з контуром, щоб у всьому перекриває діапазоні підтримати амплітуду коливань і потужність в навантаженні на заданому рівні. Прикладом такого використання тунельного діода може служити схема гетеродина для супергетеродинного приймача, описаного в журналі "Радіо" № 5 за 1962 р. Схема гетеродина виходить при цьому навіть простіше, ніж на транзисторі (рис. 2.8).

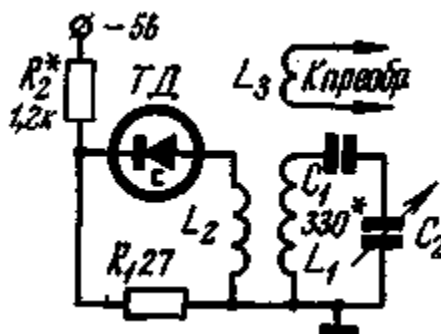


Рис. 2.8 Схема гетеродина з використанням тунельного діода

Загальна кількість витків в котушці L_1 зберігається, а для зв'язку з тунельним "діодом" поверх L_1 з боку її заземленого кінця намотується обмотка L_2 , що містить 10 витків дроту ПЕЛШО 0,15. Обмотка зв'язку з перетворювачем L_3 залишається приблизно незмінною, але для найбільшої чутливості число витків потрібно заново підібрати. Їмності конденсаторів C_1 і C_2 залишаються без зміни. Харчується тунельний діод від загального джерела. В цьому випадку опір R_2 має дорівнювати 1,2 ком. тунельний діод потрібно вибрати зі струмом максимуму не більше 1,5 мА. більш раціонально для живлення діода застосувати згадану вище схему стабілізації за допомогою транзистора. Для цього підсилювач НЧ переробляють за схемою, наведеною на рис. 2.9. Між транзистор рами підсилювача НЧ вводиться зв'язок по постійному струму. Зсув на базу транзистора T_1 знімається з емітера транзистора T_2 через ланцюжок R_4 Д1, і опору R_2 , R_3 . Виникає при цьому негативний зворотний зв'язок по струму підтримує струм емітера, а значить, і напруга на опорах R_2 і R_3 , майже постійним при зниженні напруги живлення на 25-30% від номінальної величини (величину напруги живлення краще підвищити до 9 В).

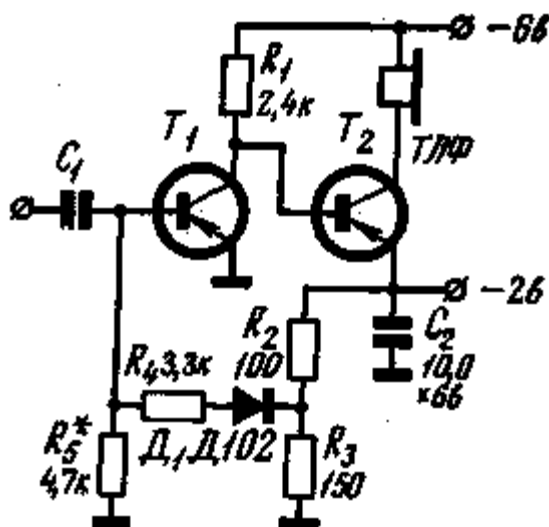


Рис.2.9 Підсилювач низьких частот

Для живлення тунельного діода використовується напруга 2 в, що подається на ділник через опір R_2 (рис. 2.8), яке в цьому випадку береться рівним 430 Ом. Налагодження починають з перевірки того, як змінюється напруга на емітері транзистора T_2 при зменшенні напруги живлення з 6 до 4,5 В або з 9 до 6 В. Якщо при цьому напруга зміниться не більше, ніж на 5-10%, то встановивши напруга живлення рівним 5,2 У (або 7,5 В при 9 В), переходять до налаштування генератора. Для цього ротор змінного конденсатора C_2 ставлять в середнє положення і, регулюючи величини опорів R_1 або R_2 (рис. 2.8), домагаються максимальної амплітуди коливань. Потім перевіряють рівномірність генерації по всьому діапазону. Якщо в будь-яких його ділянках коливання зриваються, слід на кілька витків збільшити обмотку котушки L_2 і знову перевірити рівномірність генерації при перебудові. Закінчивши настройку гетеродина, підбирають число витків обмотки зв'язку гетеродина з перетворювачем L_3 до отримання оптимальної чутливості.

При проектуванні генераторів на тунельних діодах слід прагнути отримати максимальну добротність коливального контуру, з тим, щоб збільшити потужність, що віддається в навантаження. Для збільшення потужності можна

також включити два або більше число діодів в схему генератора. При цьому, як впливає з розгляду енергетичних співвідношень, діоди вигідно поєднувати за постійним струмом послідовно .. Тоді напруга на нижньому опорі ділянки буде вдвічі більше, ніж для одного тунельного діода, і втрати на верхньому плечі зменшуються. Потрібно мати на увазі, що опір нижнього плеча повинно обов'язково складатися з двох однакових опорів, а їх середня точка повинна бути з'єднана за постійним струмом із середньою точкою двох діодів (рис.2.10). В іншому випадку, стійка робота двох послідовно з'єднаних діодів неможлива. По змінному струмі можна з'єднати діоди паралельно або послідовно у схемі, наведених на рис. 2.10. Щоб отримати найбільшу потужність, зв'язок кожного тунельного діода з контуром слід регулювати індивідуально.

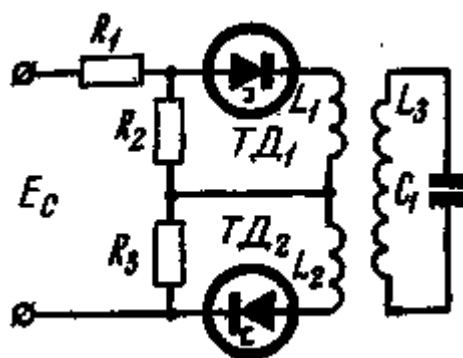


Рис.2.10 Послідовно з'єднані тунельні діоди

Можна використовувати тунельні діоди і в схемах аперіодичних підсилювачів. Однак, як зазначається в літературі, такі аперіодичні підсилювачі в діапазонах довгих і середніх хвиль виявляються мало практичними через труднощі в розподілі навантаження і джерела сигналу. Потрібно врахувати і те, що транзистори при порівнянному споживанні потужності живлення володіють великим посиленням в реальних схемах у порівнянні з тунельними діодами.

Резонансні підсилювачі на тунельних діодах будувати порівняно нескладно. Вони можуть бути виконані, наприклад, за схемою автогенератора, в

якому коефіцієнт зворотного зв'язку недостатній для збудження коливань. Таким схемами притаманні всі недоліки регенеративних підсилювачів: нестабільність порога регенерації, можливість порушення при зміні навантаження, звуження смуги пропускання при підвищенні посилення. Однак такі підсилювачі можуть працювати досить стійко, якщо не прагнути отримати від них максимальне посилення. Схема з таким застосуванням тунельного діода наведена на рис. 2.11. На малюнку показана схема вхідної частини приймача прямого посилення з феритовою антеною. Відомо, що для узгодження опору контуру антени з вхідним опором транзистора, коефіцієнт трансформації трансформатора, утвореного обмотками котушок L_1 і L_2 робиться багато менше одиниці.

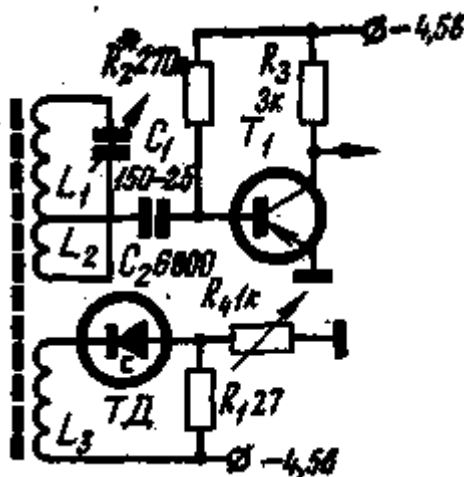


Рис. 2.11. Верхня обкладка конденсатора C_1 повинна бути заземлена.

Це призводить до того, що напруга сигналу на базі транзистора виявляється в 15-20 разів менше, ніж напруга на контурі L_1C_1 . У схемі, показаної рис. 2.11 коефіцієнт зв'язку обраний значно більше звичайного і відведення до бази транзистора T_1 зроблений від $1/5$ загального числа витків котушки L_1 . В цьому випадку контур L_1C_1 виявляється сильно шунтуватися, смуга його розширюється і чутливість приймача падає. Однак при підключенні тунельного

діода до додаткової обмотці L3 контур частково "розвантажується", його загасання і смуга пропускання повертаються до нормального величиною. Таким способом вдається отримати виграш в чутливості приймача в 4-5 разів. Число витків обмотки L3 вибирається з таким розрахунком, щоб згасання контуру компенсувалося в повному обсязі, і підсилювач не порушували. Однак, щоб отримати максимальну чутливість, потрібно підійти до порогу збудження якомога ближче, тому зміщення тунельного діода зроблено регульованим. Обмотка котушки L1 містить 200 витків дроту ПЕЛШО 0,15, намотаних в один шар виструм до витка на феритових стержні довжиною 110 мм, діаметром 8,4 мм з відведенням від 44 витка. Обмотка котушки L3 містить 8-10 витків дроту ПЕЛШО 0,15, вона намотана поблизу заземленого кінця котушки L1. Недоліком запропонованої схеми є те, що коефіцієнт перекриття вхідного ланцюга зменшується, так як через збільшеного коефіцієнта зв'язку сильніше буде позначатися вхідна ємність транзистора T1. Крім того, до ємності контуру додається перерахована ємність тунельного діода. Тому, якщо потрібно досить велике перекриття, доцільно тунельний діод застосовувати з мінімальною місткістю.

Вигідніше застосовувати регенеративні підсилювачі на фіксовану частоту, наприклад в підсилювачі ПЧ супергетеродина (рис. 2.12). Для цього на один з контурів ПЧ намотують додаткову обмотку для тунельного діода. Зсув діода краще зробити стабілізованою. Це дозволить підійти досить близько до порогу регенерації і отримати виграш в посиленні в 8-10 разів. Потрібно враховувати, що смуга пропускання підсилювача ПЧ різко звужується, якщо включення тунельного діода не було заздалегідь передбачено. У ряді випадків при підключенні діода підсилювач може збудитися, хоча коефіцієнт зв'язку недостатній для генерації. Це відбувається тому, що коефіцієнт посилення каскаду з підключеним тунельним діодом стає більшим за максимальну стійкою величини.

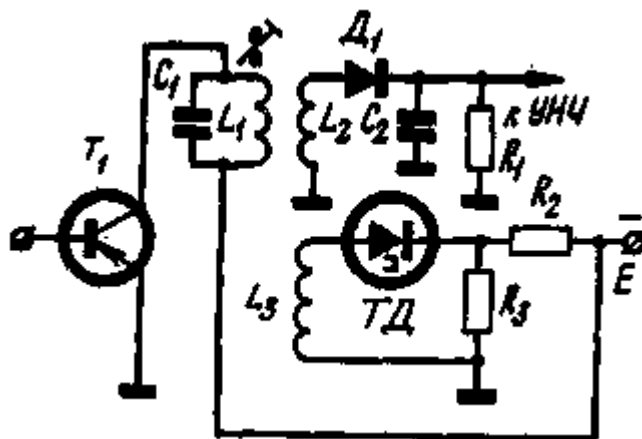


Рис.2.12 Підсилювач частот супергетеродина

При монтажі потрібно враховувати, що тунельні діоди схильні до порушення на паразитних реактивних опорах. Тому висновки діода і пов'язаних з ним деталей роблять мінімальної довжини, а монтаж здійснює так, як якщо б схема призначалася для роботи на дуже високих частотах. Не слід в низькочастотних схемах застосовувати тунельні діоди з високою граничною частотою.

Тепер розглянемо імпульсні схеми на тунельних діодах.

Ці схеми можна розбити на три основні типи: мультивібратори, одновібратори (чекають мультивібратори) і тригери. Два останніх типу схем часто називають спусковими схемами, так як вони працюють тільки при наявності зовнішнього спускового сигналу. Найпростіші спускові схеми на тунельному діоді представлені на рис. 2.13.

На рис. 2.13, а наведена схема тригера, принцип дії цієї схеми зводиться до наступного. Якщо опір в ланцюзі живлення R_2 вибрано дуже великим, так що виконується умова $R_2 \geq |R|$, то лінія навантаження, буде відповідати прямий R_2 . Тому діод буде перебувати або під напругою U' або під напругою U'' . Іншого стійкого положення рівноваги бути не може.

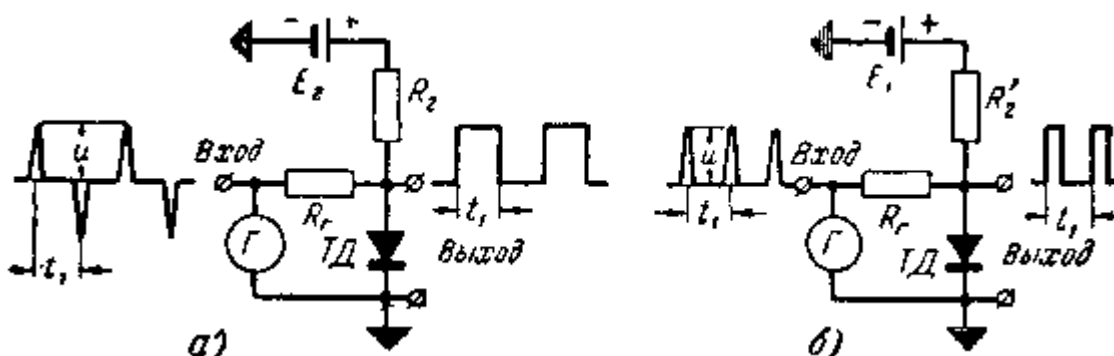


Рис. 2.13. Спускові схеми на тунельних діодах, а - схема тригера; б - схема одновібратора

Припустимо, що вихідним положенням є точка 1. Якщо тепер через опір $R_r \geq |R|$ подати на діод імпульс від зовнішнього генератора, то робоча точка може «перейти» з положення 1 в положення 3. Це станеться тільки в тому випадку, коли амплітуда струму імпульсу, що запускає $I_1 = u / R_r$ виявиться більше, ніж різниця $I_{\text{макс}} - I_2$.

Після того як схема «перейшла» в інше положення рівноваги, для її повторного спрацьовування необхідно вже подати імпульс негативної полярності з амплітудою, більшою, ніж $I_3 - I_{\text{мін}}$. Подаючи на схему (рис. 2.13, а) послідовність різнополярних імпульсів, можна отримати на виході коливання з амплітудою $U - U'$, близькі за формою до прямокутним.

Перемикання схеми з одного положення рівноваги в інше відбувається за дуже короткий проміжок часу, пропорційний $|R|C$. Це час відповідає тривалості фронтів вихідних імпульсів.

Тригер є основним елементом будь-якої електронної обчислювальної машини. Чим вище швидкість його спрацьовування, тим більше математичних операцій в одиницю часу може зробити дана машина. Тригери на тунельних діодах спрацьовують за час порядку 10^{-9} - 10^{-8} сек і, таким чином, виявляються надзвичайно перспективними для швидкодіючих обчислювальних машин.

За допомогою тригера дуже легко формувати прямокутні імпульси з синусоїдальної напруги. Для цього на вхід замість різнополярних імпульсів треба подати гармонійне напруга. На виході схеми вийде послідовність прямокутних імпульсів з частотою вхідного сигналу. Сучасні тунельні діоди надійно працюють в такому режимі до частот порядку декількох десятків мегагерц.

Інший різновид спусковий схеми - одновібратор - зображена на рис. 2.13, б. У цьому випадку напруга джерела зсуву E_1 і опір R'_2 або R''_2 вибираються так, щоб лінія навантаження перетинала вольт-амперну характеристику діода тільки в одній точці на будь-який з її висхідних гілок (рис. 2.14). Якщо вихідна робоча точка відповідає положенню 1, то під дією зовнішнього позитивного імпульсу струму схема буде «перекинута» а район точки 3 на інший висхідний ділянку характеристики і залишиться там до тих пір, поки зовнішній сигнал не буде знятий.

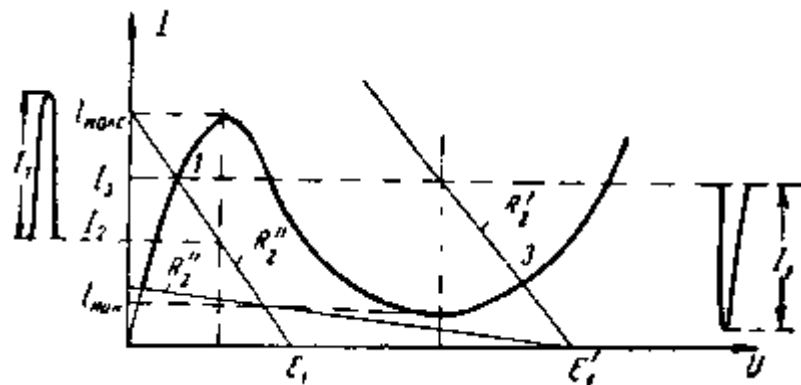


Рис. 2.14. Різні режими роботи одновібратора

Після зняття зовнішнього сигналу схема повернеться в початковий стан не миттєво, а через деякий час, що визначається опорами R'_2 , R_g і параметрами діода. Якщо робоча точка обрана в точці 3, то для роботи схеми необхідно на її вхід подавати послідовність негативних імпульсів.

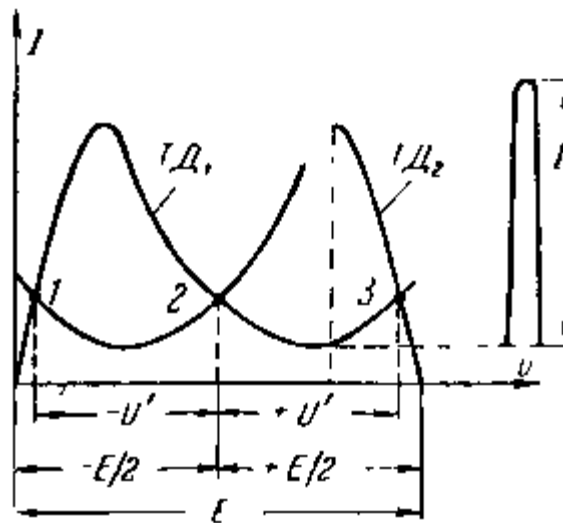


Рис. 2.16. Вольт-амперна характеристика для схеми "Твін"

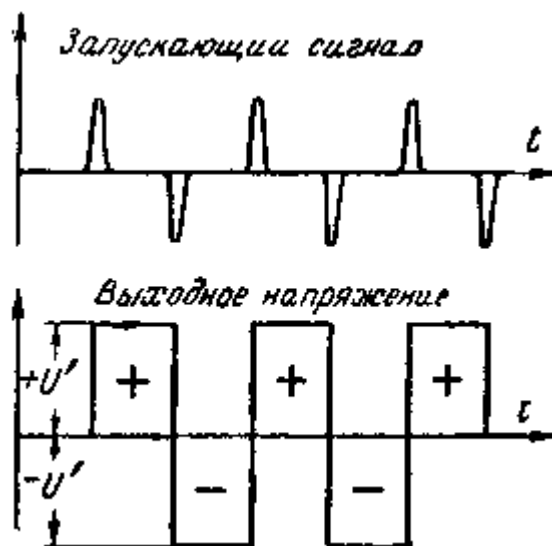


Рис. 2.17. Форма напруги на виході схеми "Твін"

Напруга, що знімається з схеми «Твін», показано на рис. 2.17. Тут видно, що вихідна напруга змінюється від $+U'$ до $-U'$.

Схема «Твін» може працювати і як мультивибратор, якщо між затискачем «земля» і вихідним затискачем включити індуктивність L (рис. 2.18). В цьому випадку точки 1 і 3 (рис. 2.16) стануть нестійкими, якщо $L > 8 |R| - 2C$, де $|R|$

- усереднене диференціальне опір діода на падаючому ділянці характеристики (рис. 2.14). Форма коливань на виході мультивібратора близька до прямокутної (рис. 2.17).

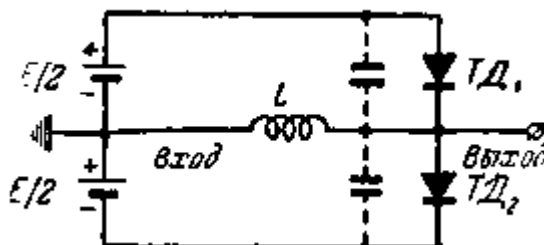


Рис. 2.18. Принципова схема мультивібратора

Незначна асиметрія коливань може бути досягнута за рахунок використання діодів з різними параметрами. Тривалість плоскої частини імпульсу може бути грубо оцінена за такою формулою: $\tau \approx \frac{L}{r_1 + r_L}$,

де r_L - опір індуктивності постійному струму, а r_1 - опір діода постійному струму на ділянці характеристики від U_0 до U_1 . Зазвичай r_1 становить кілька ом. Напруга джерела живлення $E / 2$ має бути вибрано в інтервалі від U_0 до U_2 .

Також можливо створити генератор на "довгій" лінії, активний елемент якого (тунельний діод) працює в тригерному режимі. Схема одного з варіантів такого генератора наведена на рис. 2.19. Він побудований на елементі дуже швидкодіючої емітерної-пов'язаної логіки (ЕСЛ). За допомогою резистора R_1 вибирають режим роботи тунельного діода VD_1 , Довгою лінією L_1 служить відрізок коаксіального (наприклад, телевізійного) кабелю, на кінці якого центральна жила з'єднується з опліткою. Частота генерованих коливань визначається довжиною лінії L_1 . Діод VD_2 - кремнієвий, наприклад, КД522А, і призначений для зміщення напруги на виході генератора в область входних напруг мікросхеми ЕСЛ. Для зменшення опору змінному струму, паралельно

діоду можна включити керамічний конденсатор невеликої ємності. Тунельний діод повинен бути арсенід-галієві, наприклад, 3A201A.

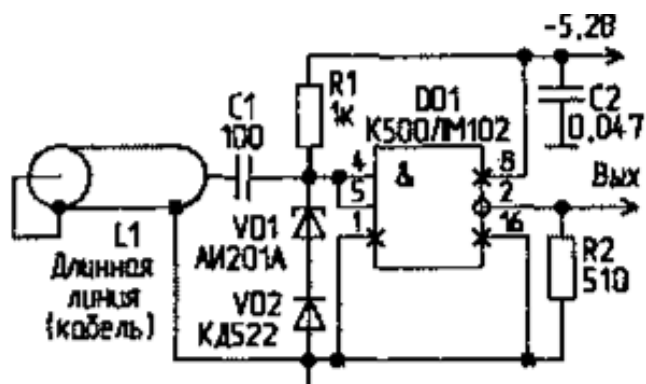


Рис. 2.19 Генератор на "довгій" лінії, в якому тунельний діод працює в тригерному режимі

Генератор працює наступним чином. При перемиканні тунельного діода, від нього по лінії L1 поширюється імпульс в напрямку закороченими кінця. Відбившись там в протифазі і повернувшись до діода, імпульс перемикає його і тим самим посиляє в лінію наступний імпульс. Кожен прийшов імпульс перемикає тригер на діоді в протилежний стан. Таким чином, на аноді тунельного діода VD1 виникає змінна напруга прямокутної форми з частотою $F = 1 / 4t$, де t - час проходження імпульсом лінії L1.

Слід зазначити, що стабільність частоти визначається стабільністю параметрів лінії.

Генератор самостійно не починає працювати після включення живлення і вимагає зовнішнього запуску. Запустити генератор можна, торкаючись пінцетом анода тунельного діода. Такий запуск годиться тільки для налагодження. Але ця схема приведена для пояснення принципу роботи генератора на тунельному діоді.

Інший варіант схеми наведено на рис. 2.20. Відрізняється він відсутністю ємності, включеної між лінією L1 і діодом, а також закорочує перемички на

кінці лінії. Це пристрій має однією цікавою властивістю. Зміна імпедансу лінії на відкритому кінці призводить до зміни частоти коливань, що генеруються.

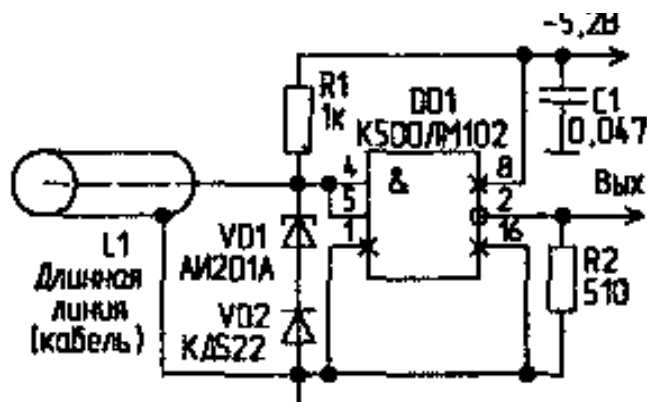


Рис. 2.20 Альтернативна схема генератора на "довгій" лінії

Фактично цей генератор може служити датчиком для самих різних пристроїв. Наприклад, якщо зробити лінію L1 ділянкою трубопроводу, то, доповнивши такий генератор деякими елементами, можна буде зі зміни частоти судити про якість протікання по трубопроводу нафтопродуктів. Відкритий кінець лінії (кабелю) чутливий до наближення до нього будь-яких предметів, що робить його придатним для використання в якості датчика переміщення або індикатора появи об'єкта в охоронних системах.

Розглянуті схеми не вичерпують різноманіття застосувань тунельного діода в різних радіотехнічних пристроях. Необхідно вказати, що тунельний діод виявляється вельми перспективним приладом при детектуванні дуже малих напруг (близько 1 мВ), множенні і перетворенні високих частот і ін. Останнім часом з'явилися такі прилади, як транзистори з тунельним емітером, що дозволяють створювати більш досконалі імпульсні схеми.

Експериментуючи з тунельними діодами, потрібно уникати кидків струму і напруги, інакше діод може вийти з ладу. Підключати та відключати діод слід тільки при вимкненому живленні.

Слід також зазначити, що дослідження в галузі вивчення фізики тунельного ефекту в напівпровідниках і створення приладів, які використовують цей ефект, знаходяться ще далеко не в завершеній фазі. Тому в найближчому майбутньому а цій галузі слід очікувати ще багато нових відкриттів і винаходів.

РОЗДІЛ 3.

ЗАЛЕЖНІСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИМЕТРИЧНОЇ Р-
N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК ТА
ТЕМПЕРАТУРИ3.1 ВАХ СИМЕТРИЧНОЇ Р-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ В ЗАЛЕЖНОСТІ
ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК

Ми припускаємо, що р-n-p-структура складається з двох однакових східчастих і різких р-n-переходів, тобто рівень легування середньої n-області набагато менше рівня легування р-областей. У цих умовах р-n-переходи сильно зміщуються в сторону середньої області, тому форма ВАХ симетричної структури буде залежати, перш за все, від легування, в першу чергу, середньої області. Передбачається, що відстань між р-n-переходами більше дифузійної довжини (взаємодія р-n-переходів відсутня). Якісно розглянемо залежність ВАХ від концентрації середньої області. З огляду на симетрію ВАХ такої структури, ми розглянемо тільки одну з її гілок.

При низьких рівнях легування зворотне зміщене р-n-з'єднання буде прориватися через лавинний механізм, тому ВАХ такої структури буде майже збігатися з інверсією осі Z стабілітрона:

$$I_{\text{лав}} = I_0 \left(1 - \left(\frac{U}{U_{\text{проб.}}} \right) \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

де I_0 – тепловий струм р-n переходу;

$U_{\text{проб}}$ – напруга пробою р-n переходу.

Очевидно, що зі збільшенням концентрації в середній області стабілізуючий напруга буде зменшуватись, поки пробою р-n-переходу проходить через лавинний механізм. При збільшенні концентрації домішок до такого рівня, що зміщене назад р-n-з'єднання починає прориватися через лавинний механізм, форма ВАХ якісно зміниться, оскільки ВАХ тунельного стабілітрона апроксимується наступним рівнянням:

$$I_{\text{тун}} = I_0 \exp\left(-10^8 \frac{\Delta E_g^{3/2}}{El}\right), \quad (3.2)$$

де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника;

E – зовнішнє в р-n переході;

l – ширина р-n переходу.

Аналогічно, як і в разі лавиноподібного механізму пробою, напруга стабілізації буде зменшуватися зі збільшенням концентрації домішки.

Зворотній гілка структури ВАХ при лавинному і тунельному пробоях р-n-переходу при різній концентрації в середній області показана на рис.3.1.

Однак слід зазначити, що поведінка ВАХ зазнає значних змін через вплив температур. Таким чином, в разі лавиноподібного механізму руйнування ТКН буде позитивним і буде зменшуватися зі збільшенням концентрації домішки, тоді як у разі тунельного механізму руйнування ТКН буде негативним (див. Рис.). На рис. 3.3 наведено графік залежності ТКН від напруги стабілізації для одного стабілітрона. Для випадку симетричної структури ТКН буде відрізнятися величиною ТОС ВАХ зміщеного р-n-переходу, тобто на 1,8-2,0 мВ/С буде зміщено вниз [2].

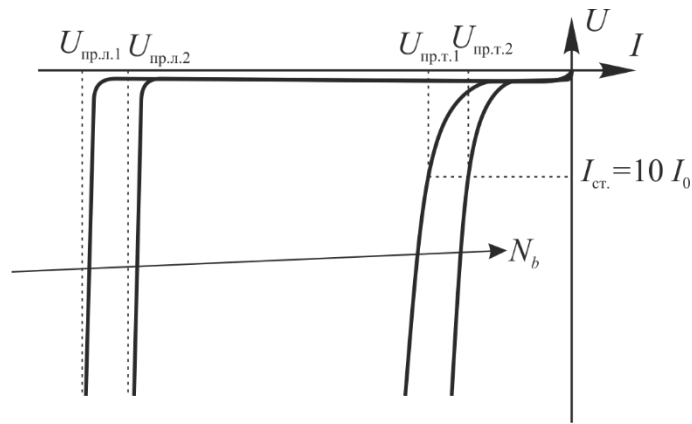


Рис. 0.1. ВАХ симетричної структури при лавинному та тунельному пробіі р-п переходу за різної концентрацією домішок в середній області

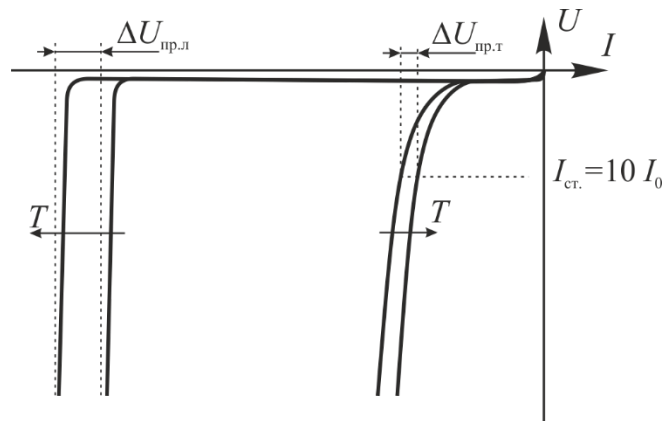


Рис. 3.2. ВАХ симетричної структури при лавинному та тунельному пробіі р-п переходу за різних температур

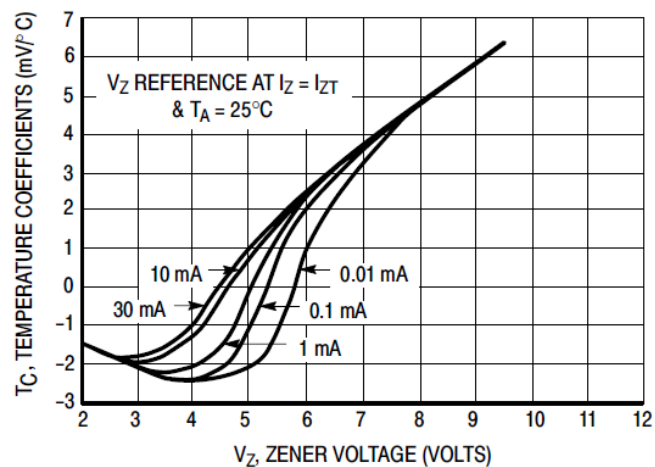


Рис. 3.3. Залежність ТКН для одиночного р-п переходу від напруги стабілізації за різних значень струму стабілізації [2]

Слід також зазначити, що зі збільшенням концентрації домішки i , відповідно, зменшенням стабілізуючих напруг, вплив зміщеного p n -переходу на форму ВАХ буде збільшуватися. Таким чином, коли відмовою лавинного механізму, який відбувається при великих значеннях напруги в компоненті p - n -переходу зміщеного переходу, можна знехтувати, на відміну від відмови лавинного механізму випадання, який відбувається при відносно невеликих значеннях напруги.

При подальшому збільшенні концентрації p n переходи досягають стану, при якому дно зони провідності і стеля валентної зони вирівняні, а напруга пробією дорівнює 0. У цих умовах ВАХ симетричної структури буде більше схожа на пряму лінію ВАХ діода. При подальшому збільшенні рівнів легування області p - n -переходу стають виродженими, а структура має ВАХ, аналогічний прямому ВАХ тунельного діода (див. Рис. 3.4).

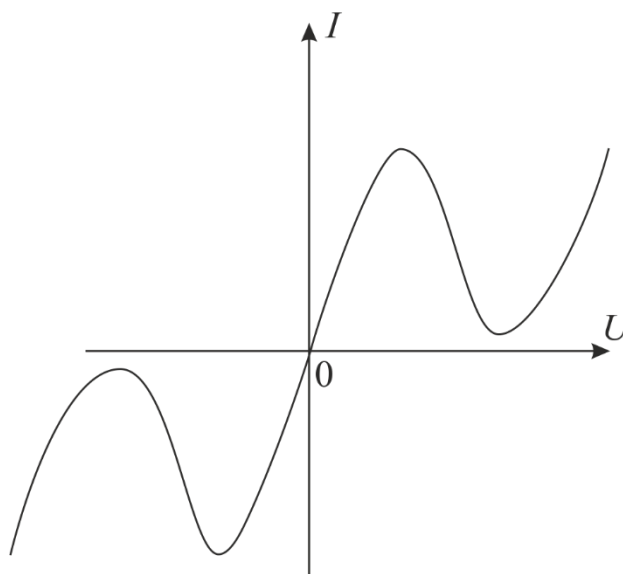


Рис. 3.4 ВАХ діодної симетричної структури за умови виродженості її областей

Незважаючи на описану схожість симетричної структури ВАХ з ВАХ звичайного діода, слід пам'ятати, що pnp -структура ВАХ симетрична (не залежить від полярності зовнішньої напруги), але все ж дещо відрізняється від

деяких гілок стабілітрону. Напруга, що падає на структуру, трохи більше, ніж напруга, падаюче на діод при тих же рівнях легування р- і n-областей і при однаковому значенні струму.

На підставі отриманого аналізу можна зробити висновок, що ВАХ симетричної діодної структури р-n-p за умови, що р-n-переходи не взаємодіють, практично не відрізняється від ВАХ двох дискретних послідовних зустрічних діодів. Але перевага структури р-n-p, на відміну від дискретних пристроїв, полягає в тому, що переходи р-n знаходяться на монокристалі, і тому така структура відрізняється:

- ВАХ більш симетрична;
- значення опору пасивних областей менше, з чого слідує більш різкі фронти ВАХ;
- економність при умові дискретного виконання.

3.2 ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ВАХ СИМЕТРИЧНОЇ Р-N-P (N-P-N) СТРУКТУРИ

Перш ніж розглядати вплив температури на вигляд ВАХ симетричної р-n-p (n-p-n) структури, необхідно розглянути окремо, як температура впливає на напругу пробою зворотнозміщеного р-n переходу та на форму ВАХ прямозміщеного р-n переходу.

3.2.1 ЗАЛЕЖНІСТЬ ТЕПЛОВОГО СТРУМУ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТА КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК

Як відомо формула для знаходження теплового струму через *p-n* перехід має вигляд [4]:

$$I_0 = q \cdot S \cdot \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + q \cdot S \cdot \frac{D_n n_{p0}}{L_n}, \quad (3.3)$$

де S – площа p - n переходу;

D_p і D_n – коефіцієнти дифузії дірок і електронів;

L_p і L_n – дифузійні довжини дірок та електронів;

n_{p0} і p_{n0} – концентрації неосновних носіїв заряду в p - та n -областях. Для структури p - n - p типу за умови різкого p - n переходу вираз (3.3) можна записати у спрощеному вигляді:

$$I_0 = q \cdot S \cdot \frac{D_p p_{n0}}{L_n}. \quad (3.4)$$

За законом діючих мас концентрацію неосновних носіїв заряду можна розрахувати так:

$$p_{n0} = \frac{N_D}{n_i^2}, \quad (3.5)$$

де N_D – концентрація домішок у n -області;

n_i – концентрація власних носіїв заряду. Залежність від температури концентрації власних носіїв заряду має вигляд:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g q}{k_B T}\right)}, \quad (3.6)$$

де $N_V = 2 \left(2\pi m_p^* k_B T h^2 \right)^{3/2}$, $N_C = 2 \left(2\pi m_n^* k_B T h^2 \right)^{3/2}$ – ефективні щільності енергетичних рівнів відповідно у валентній зоні та зоні провідності;

E_g – ширина забороненої зони напівпровідника, яка в свою чергу має наступну температурну залежність:

$$E_g(T) = E_{g0} - \frac{dE_g}{dT} \cdot T, \quad (3.7)$$

яка для кремнію за температур $T > 200 \text{ K}$ має лінійну залежність [5]:

$$E_g(T) = 1,205 - 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot T. \quad (3.8)$$

Коефіцієнт дифузії залежить від концентрації наступним чином:

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p, \quad (3.9)$$

де μ_p рухливості дірок, яка зменшується як при збільшенні температури, так і при збільшенні концентрації (див. рис. 3.5 та рис. 3.7):

$$\mu_p = 54,3 T_n^{-0,57} + \frac{1,36 \cdot 10^8 T^{-2,23}}{1 + \frac{N_D \cdot 0,88 T_n^{-0,146}}{2,35 \cdot 10^{17} T_n^{2,4}}}, \quad (3.10)$$

або для випадку р-бази використовується рухливість електронів (див. рис. 3.6 та рис. 3.8) [13]:

$$\mu_n = 88 T_n^{-0,57} + \frac{7,4 \cdot 10^8 T^{-2,33}}{1 + \frac{N_A \cdot 0,88 T_n^{-0,146}}{1,26 \cdot 10^{17} T_n^{2,4}}}; \quad (3.11)$$

Для того, щоб розуміти хід графіка ВАХ симетричної структури було побудовано декілька графіків з різною концентрацією домішок (рис. 3.5, рис. 3.6).



Рис. 3.5. ВАХ симетричної структури при концентрації домішок $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$

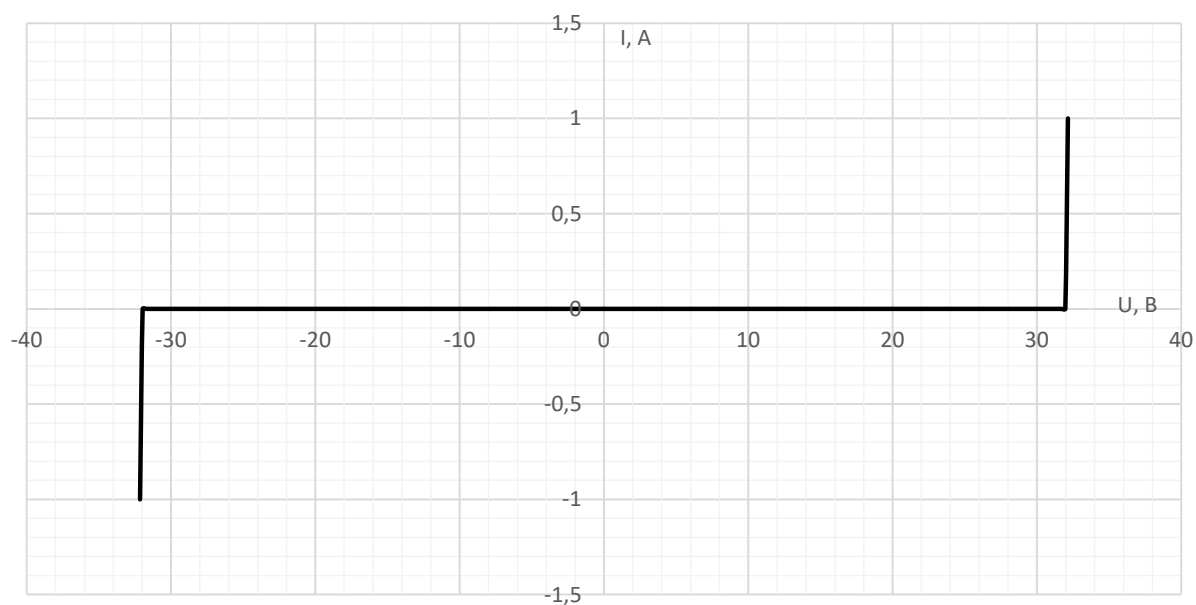


Рис. 3.6. ВАХ симетричної структури при концентрації домішок $N_D = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

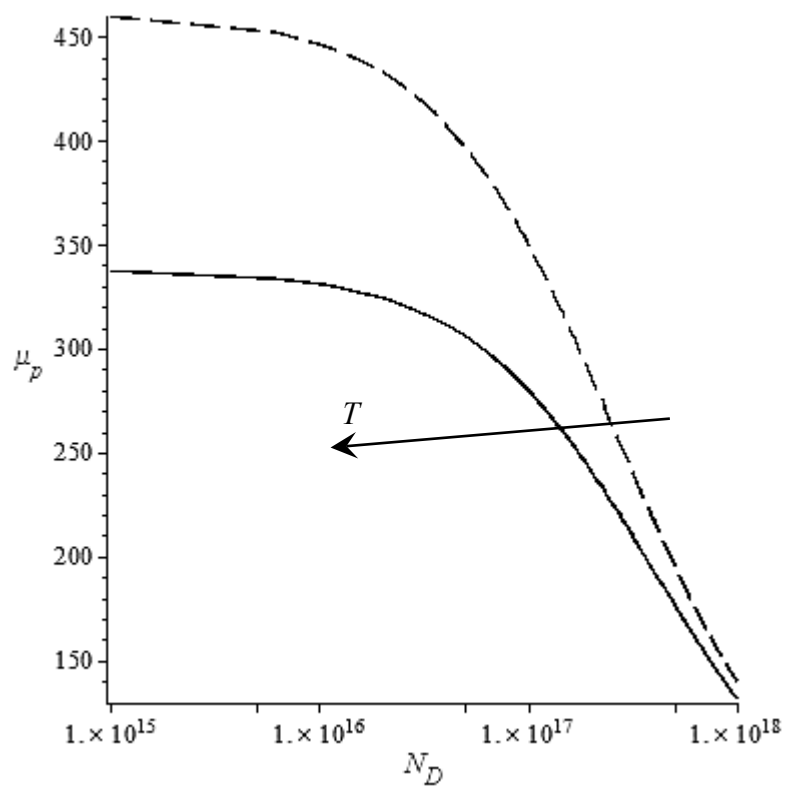


Рис. 3.7. Залежність рухливості дірок від концентрації домішок в n-кремнії за різних температур

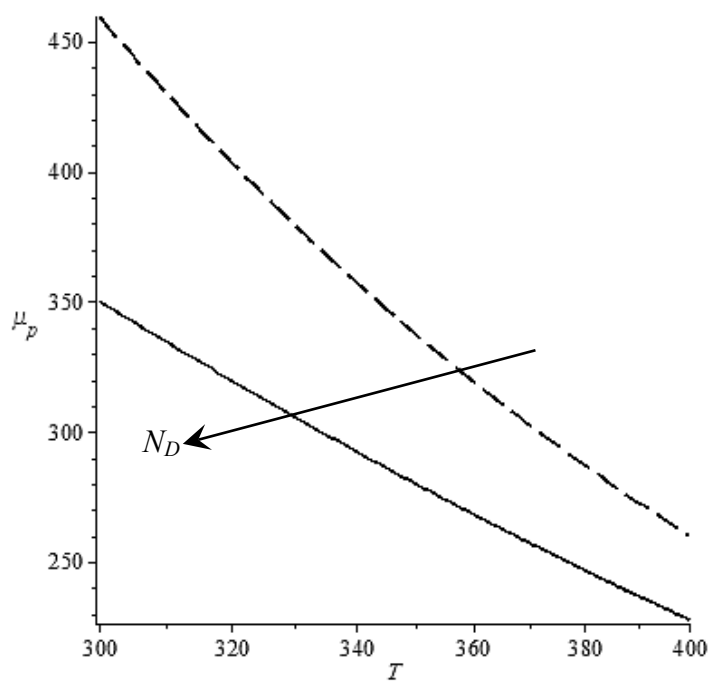


Рис. 3.8. Залежність рухливості дірок від температури
за різних концентрацій домішок в п-кремнії

Оскільки співвідношення досить громіздко, ми можемо написати формулу для розрахунку теплового струму з урахуванням співвідношень:

$$I_0 = S \frac{N_D}{32(\pi k_B T h^2)^3 (m_p^* m_n^*)^{3/2}} \frac{k_B T}{L_p} \cdot \mu_p(T, N_D) \cdot e^{\frac{(1,205 - 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot T) q}{k_B T}}. \quad (3.12)$$

Графічно залежність I_0 струму теплового струму від температури та концентрації домішко в базовій області показано на рис. 3.9 та рис. 3.10.

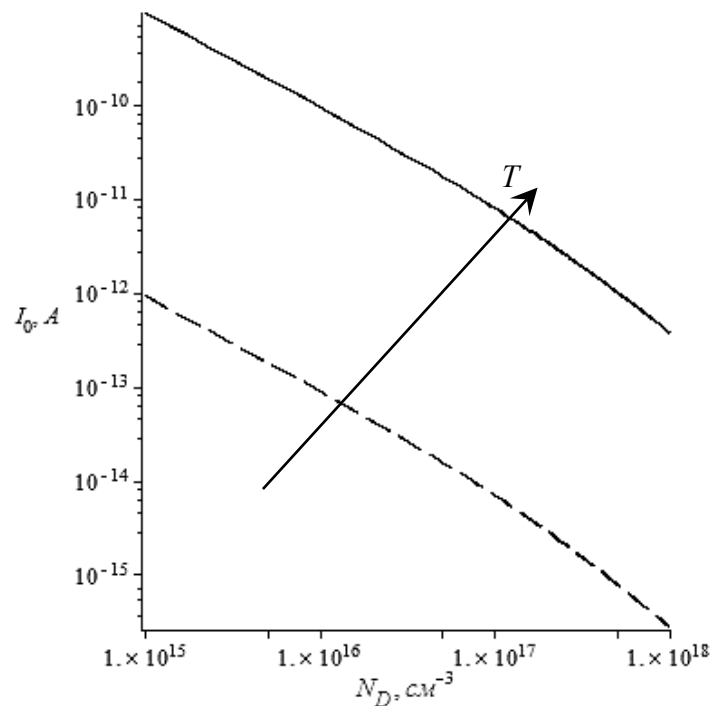


Рис. 3.9. Залежність теплового струму р-п переходу від концентрації домішок в базовій області за різних температур

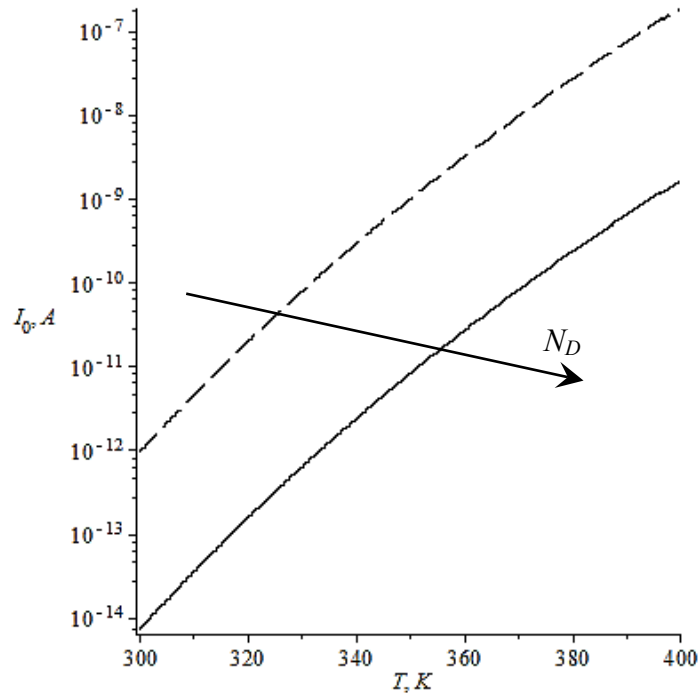


Рис. 3.10. Залежність теплового струму р-п переходу від температури за різних концентрацій домішок в базові області

3.2.2 ТКН СИМЕТРИЧНОЇ ДІОДНОЇ Р-Н-Р (N-P-N) СТРУКТУРИ ПРИ РІЗНИХ МЕХАНІЗМАХ ПРОБОЮ

Розглянемо випадок зміни температури у симетричній структурі при лавинному пробію.

Підставивши залежності параметрів р-п переходу у ВАХ прямої гілки та у вираз для напруги пробію звичайного діода та продиференціювавши можна отримати та побудувати залежність ТКН від концентрації та температури для прямих та зворотніх гілок ВАХ діода:

$$TKH_{np} \left[\frac{B}{\text{град}} \right] = \frac{d}{dT} \left[\varphi_T(T, N_D) \ln \left(\frac{I_{kp}}{I_0(T, N_D)} \right) \right], \quad (3.12)$$

$$TKH_{36} \left[\frac{B}{\text{град}} \right] = \frac{d}{dT} U_b(T, N_D), \quad (3.13)$$

або у відносних одиницях:

$$TKH_{np} \left[\frac{\%}{\text{град}} \right] = TKH_{np} \left[\frac{B}{\text{град}} \right] \cdot \left[\Phi_T(T, N_D) \ln \left(\frac{I_{kp}}{I_0(T, N_D)} \right) \right]^{-1}, \quad (3.14)$$

$$TKH_{36} \left[\frac{\%}{\text{град}} \right] = TKH_{36} \left[\frac{B}{\text{град}} \right] \cdot [U_b(T, N_D)]^{-1}. \quad (3.15)$$

Оскільки майже всі параметри р n-переходу залежать від температури і/або концентрації відповідно зі складними законами, обчислення похідної в аналітичній формі є досить складним завданням, тому графіки були побудовані з використанням обчислень. Слід зазначити, що лінійні ТКН розраховані на певне значення струму.

Аналізуючи отримані залежності ТКН для діода, то зрозуміло, що ТКН прямої гілки ВАХ діода негативний і змінюється у вузьких діапазонах від 1,9 до 2,4 мВ, що досить близько до характеристик реальні діоди, раніше представлені в розділі 1. У цьому випадку аналіз ТКН зворотної гілки також відповідає відомим принципам - ТКН є позитивним, варіюється в досить широкому діапазоні від декількох мілівольт до декількох вольт.

Характер зміни ТКН також відповідає практичних результатів, а саме: він збільшується з ростом температури і зменшується зі збільшенням концентрації домішки для задньої гілки і збільшується зі збільшенням концентрації домішки для прямої гілки ВАХ. Тому, виходячи з наведеного вище аналізу, отримані коефіцієнти, хоча і досить громіздкі, але вірні.

Для визначення ТКН запишемо залежність напруги стабілізації структури від температури при концентрації домішки, підставивши в формули для залежності теплового струму від висоти потенційного бар'єру. А напруга пробою від температури і концентрації домішки:

$$U_{\max}(T, N_D) = \varphi_T(T, N_D) \ln \left(\frac{I_{kp}}{I_0(T, N_D)} \right) + U_b(T, N_D) \quad (3.16)$$

та продиференціювавши за температурою отримаємо:

$$TKH \left[\frac{B}{град} \right] = \frac{d}{dT} \left[\varphi_T(T, N_D) \ln \left(\frac{I_{kp}}{I_0(T, N_D)} \right) + U_b(T, N_D) \right], \quad (3.17)$$

або у відносних одиницях:

$$TKH \left[\frac{\%}{град} \right] = TKH \left[\frac{B}{град} \right] \cdot \left[\varphi_T(T, N_D) \ln \left(\frac{I_{kp}}{I_0(T, N_D)} \right) + U_b(T, N_D) \right]^{-1} \quad (3.18)$$

Оскільки значення ТКН зворотно зміщено р-п переходу в деяких інтервалах концентрації та температури значно перевищує за цих же значень ТКН прямої гілки ВАХ, графік ТКН для симетричної діодної структури на перший погляд не відрізняється від ТКН зворотно зміщеного переходу (рис. 3.15-3.16). Аналогічно попередньому графіки було побудовано з використанням обчислювальної техніки.

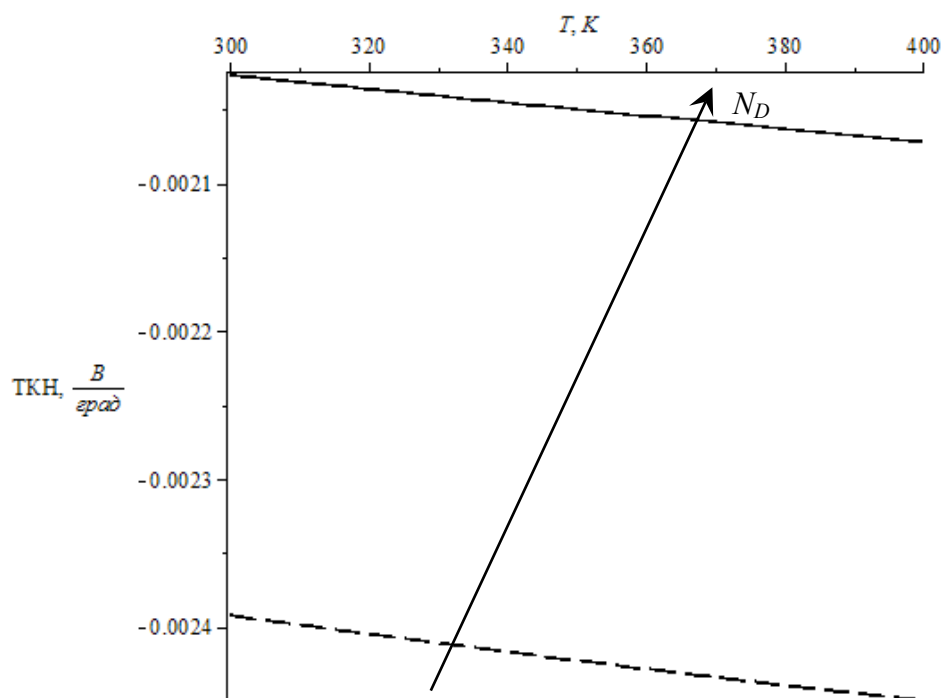


Рис. 3.11. Залежність ТКН від температури, для прямої гілки ВАХ діода за різних рівнів легування бази

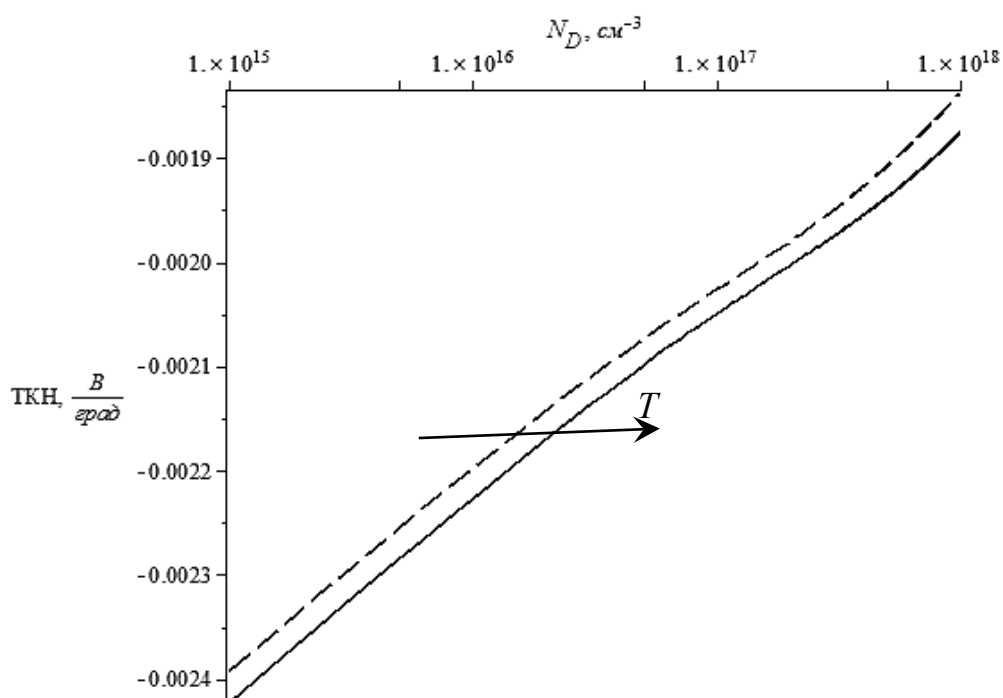


Рис. 3.12. Залежність ТКН від концентрації домішок в базі, для прямої гілки ВАХ діода за різних температур

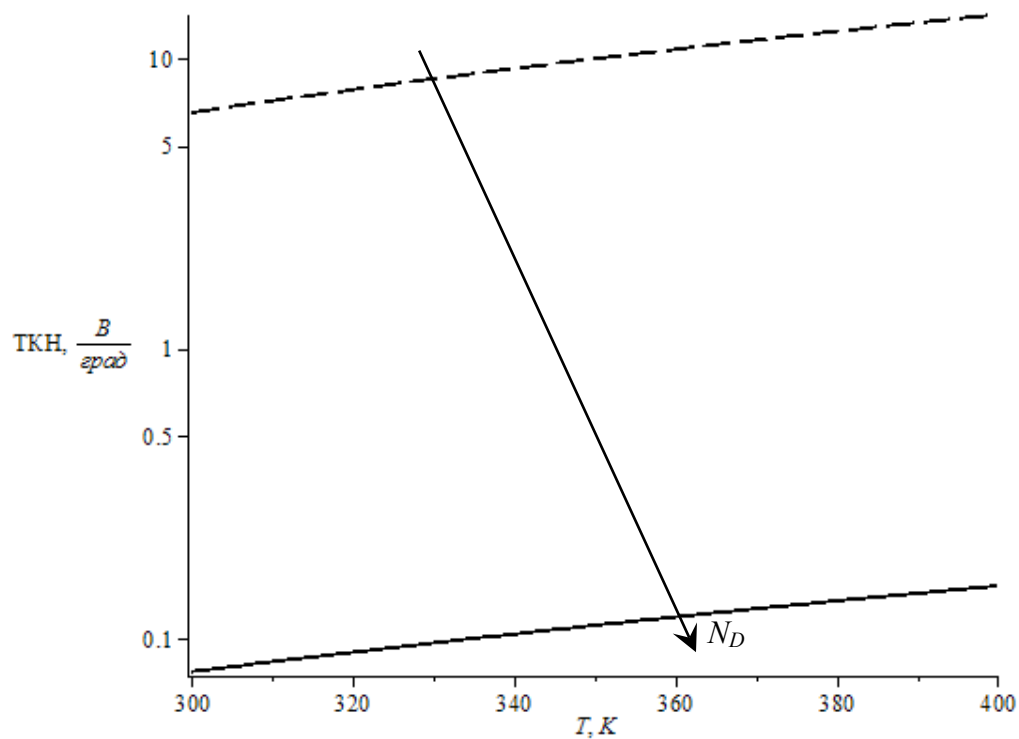


Рис. 3.13. Залежність ТКН від температури, для зворотної гілки ВАХ діода за різних рівнів легування бази

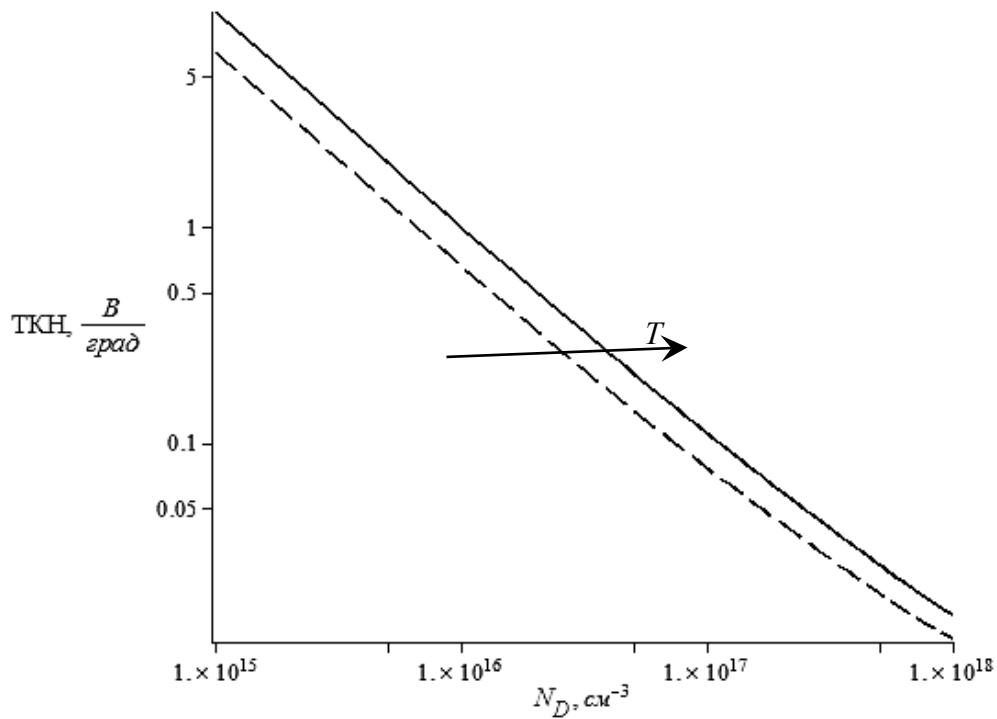


Рис. 3.14. Залежність ТКН від концентрації домішок в базі, для зворотної гілки ВАХ діода за різних температур

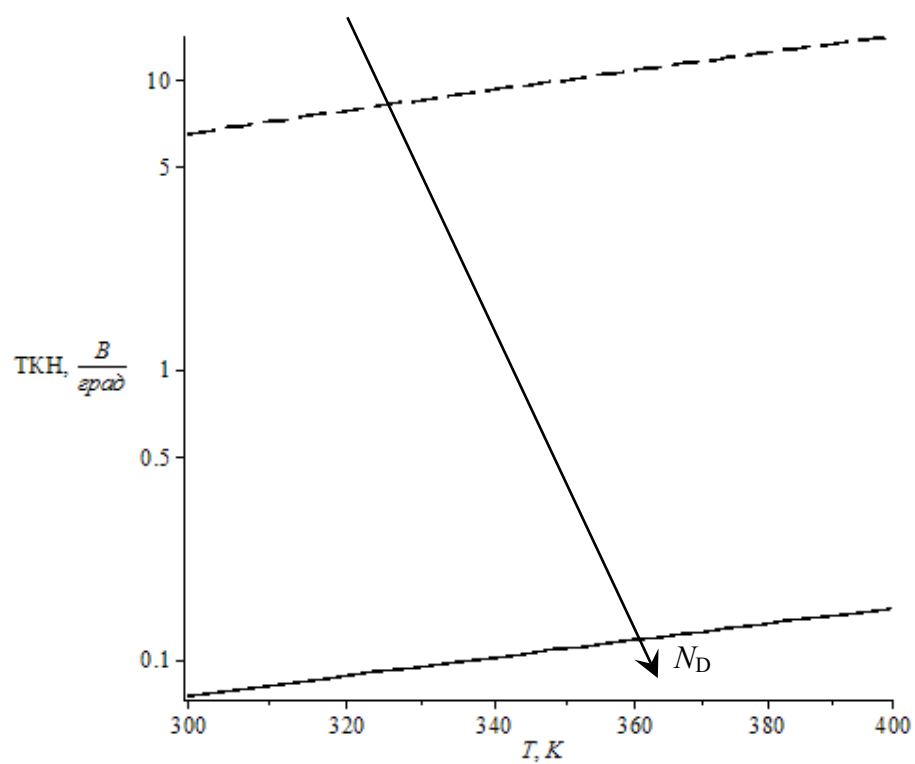


Рис. 3.15. Залежність ТКН від температури, для симетричної р-п-р стуркутури за різних рівнів легування бази

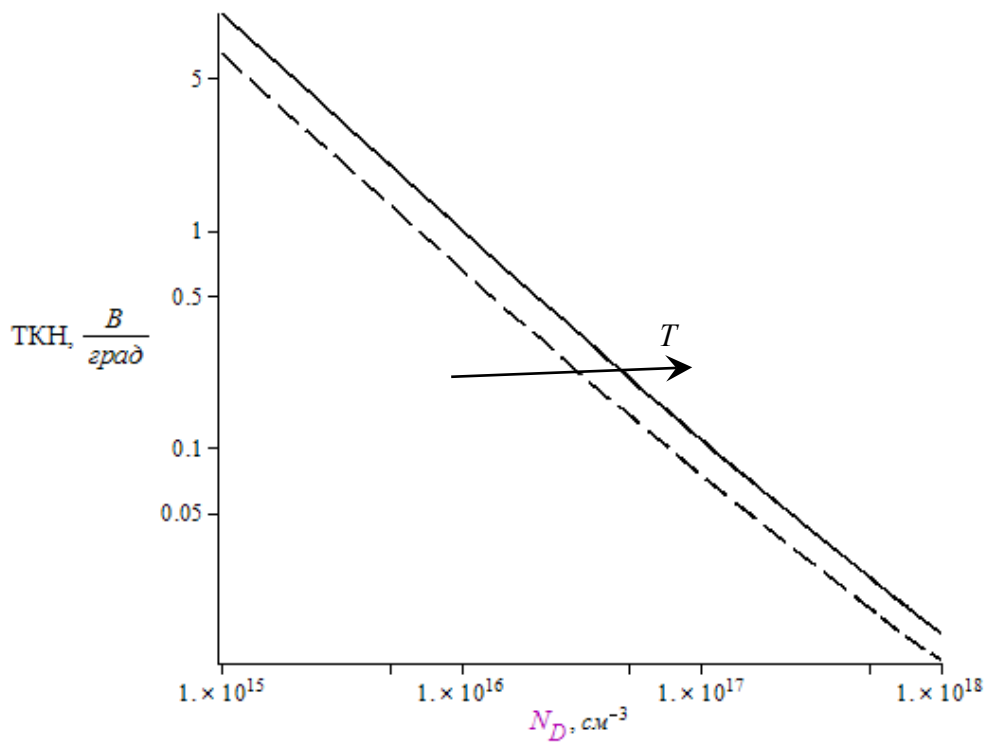


Рис. 3.16. Залежність ТКН від концентрації домішок в базі, для симетричної р-п-р стуркутури за різних температур

Для того, щоб розглянути зміну напруги від температури при умові тунельного механізму пробоя, проведемо порівняльний аналіз характеристик лавинного і тунельного пробойів.

Прилади з тунельним пробоем зазвичай мають більш низькі пробивні напруги, ніж прилади з лавинним пробоем. У кремнії чистий тунельний пробій зазвичай має місце для діодів з $U_{пр} < 5$ В. При пробивних напругах від 5 до 6 В в приладах можуть одночасно діяти як лавинний, так і тунельний механізми пробоя. При напрузі понад 6 В переважає лавинний механізм пробоя.

Так як тунельний механізм пробоя діє в приладах, що мають малу ширину (до 4 нм) бар'єру, а напруженість поля $E = U/x_d$, то напруженість полів при тунельному механізмі пробоя вище, ніж при лавинному.

Слід зупинитися на такому параметрі пробоя, як температурний коефіцієнт напруги пробоя $TKU_{пр}$. Цей параметр, по-перше, є одним з основних для стабілітронів (приладів, що використовують один з механізмів пробоя); по-друге, знак $TKU_{пр}$ дозволяє визначити для кожного випадку конкретний механізм пробоя. Щодо слабкої температурної залежності пробивних напруг розглянутих механізмів мають протилежні знаки.

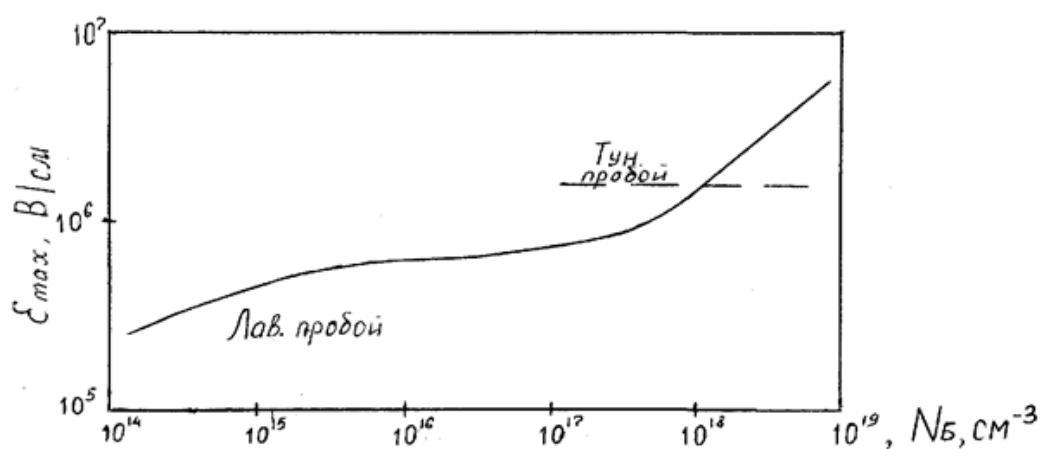


Рис. 3.17. Залежність критичних електричних полів лавинного і тунельного пробойів в кремнії від концентрації домішки

При лавинному пробії із зростанням температури пробивна напруга переходів збільшується, так як зменшується довжина вільного пробігу електронів з високою енергією. Щільність зіткнень з подальшою іонізацією пропорційна концентрації $n \cdot$ порушених електронів, що володіють енергією достатньою для генерації електронно-діркових пар.

Таким чином, $TKU_{пр}$ при лавинному механізмі позитивний.

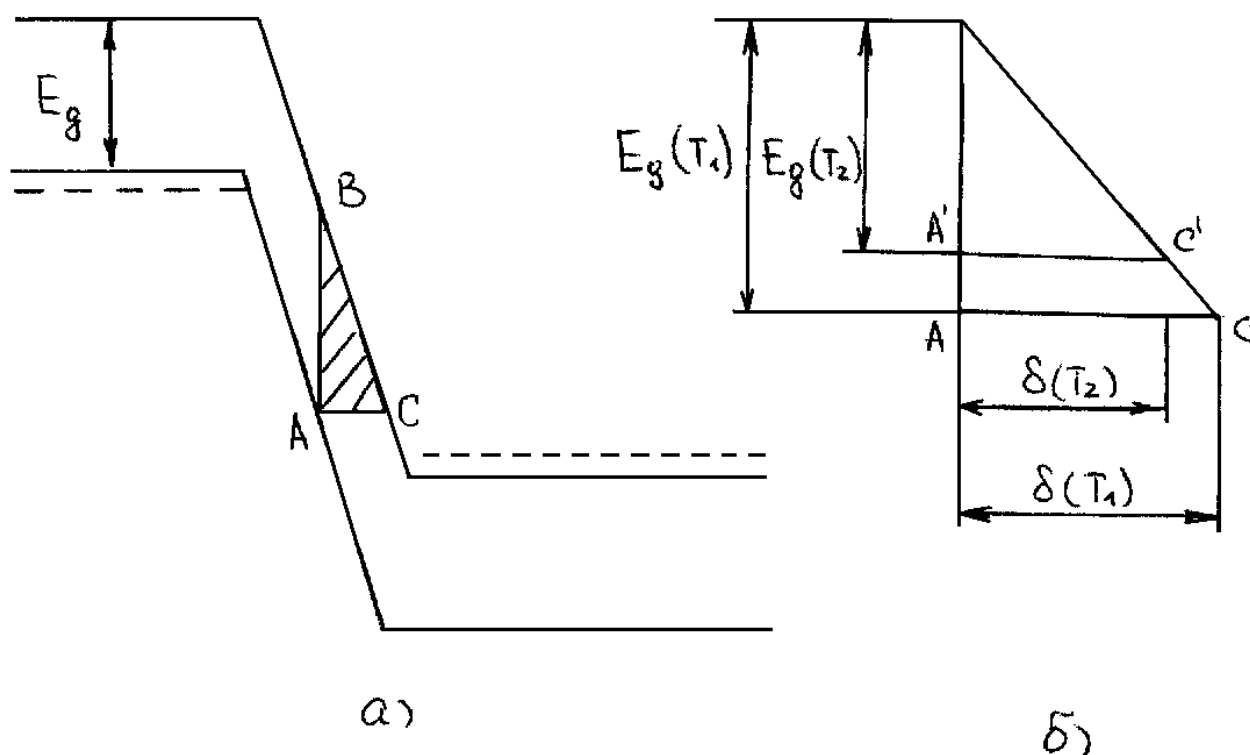


Рис. 3.18- Схематичне представлення впливу температури на механізм тунельного пробію: а - зонна діаграма зворотньоозміщеного переходу з високими домішковими концентраціями по обидва боки; б - схематичне уявлення зменшення ширини бар'єру d при збільшенні температури від T_1 до T_2 .

При тунельному пробі вплив температури на напругу $U_{пр}$ прямо протилежний. З підвищенням температури збільшується енергія носіїв заряду, зростає і ймовірність тунельного переходу. Крім того, при збільшенні температури зменшується ширина забороненої зони E_g , а отже, зменшується ширина бар'єру d (рис.1.4). Тому збільшується ймовірність тунелювання, величина напруги пробією зменшується, а значить, $TKU_{пр}$ при тунельному механізмі негативний.

РОЗДІЛ 4. СИМЕТРИЧНИЙ ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД

4.1 МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ СИМЕТРИЧНОГО ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА

Перейдемо до моделювання роботи симетричного тунельного діода.

Для початку візьмемо напівпровідниковий прилад, який має структуру типу $n^+-p^+-n^+$, працює на основі тунельного ефекту та має ВАХ схожу на ту, що зображена на рис. 3.4 [14]. Структура даного приладу зображена на рис. 4.1.

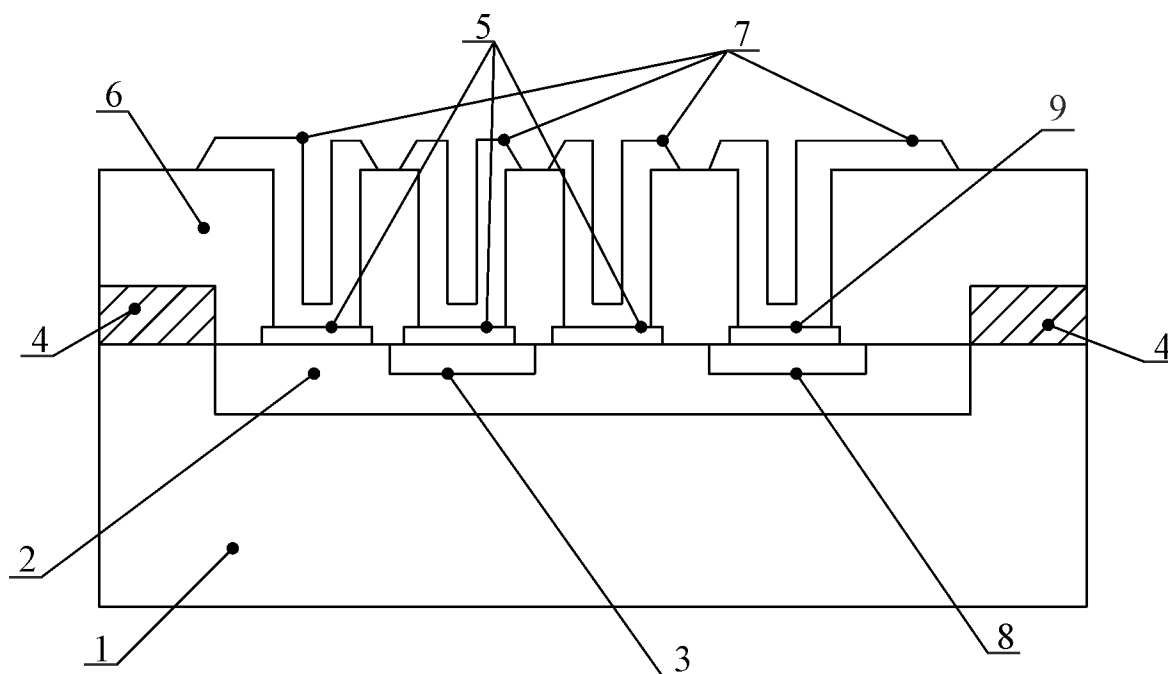


Рис. 4.1. Структура напівпровідникового приладу, із структурою $n^+-p^+-n^+$ та працюючого на основі тунельного ефекту

Позначення: 1 – підкладка; 2 – p^+ область; 3 та 8 – n^+ області; 4 – шар окису кремнію; 5 та 9 – алюмінієві контактні площинки; 6 – шар безоциклобутену; 7 – провідні алюмінієві доріжки.

Спробуємо пояснити роботу такої структури за допомогою зонних діаграм. Оскільки ВАХ такої структури є симетричною, можемо розглянути тільки додатну гілку. ВАХ структури з тунельними р-п переходами, аналогічно до прямої гілки ВАХ має 6 основних точок (рис. 4.2), тож розглянемо їх детальніше.

За відсутності прикладеної зовнішньої напруги (точка 0 на рис. 4.2) сумарний струм, через структуру нульовий, тож енергетична діаграма такої структури в даній точці зображена на рис. 4.3.

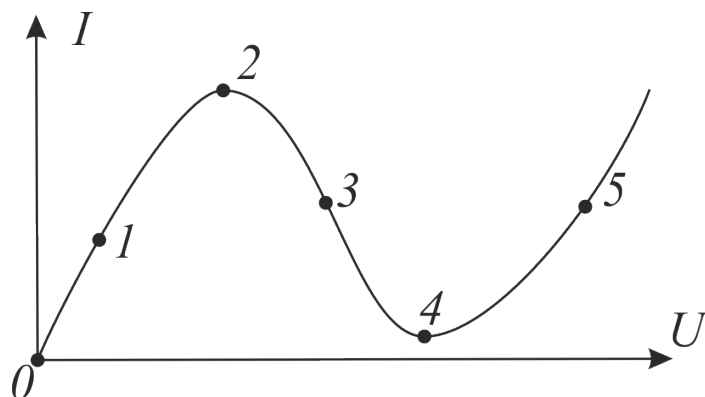


Рис. 4.2. Прямая гілка ВАХ приладу, із структурою $n^+-p^+-n^+$ та працюючого на основі тунельного ефекту

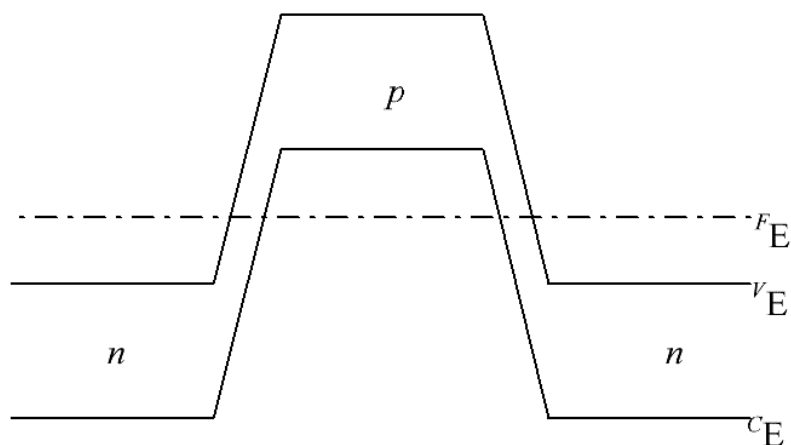


Рис. 4.3. Енергетична діаграма симетричної $n^+-p^+-n^+$ структури за відсутності зовнішньої напруги, працюючої на основі тунельного ефекту

Під час прикладенні малої зовнішньої напруги (точка 1 на рис. 4.2), енергетичні зони починають викривлятися внаслідок чого збільшується перекриття енергетичних зон правого p - n переходу, у той час, як частина заповнених рівнів зони провідності лівої n -області та пустих рівнів валентної зони p -області перекриваються (див. рис. 4.4), внаслідок чого починає протікати через структуру тунельний струм.

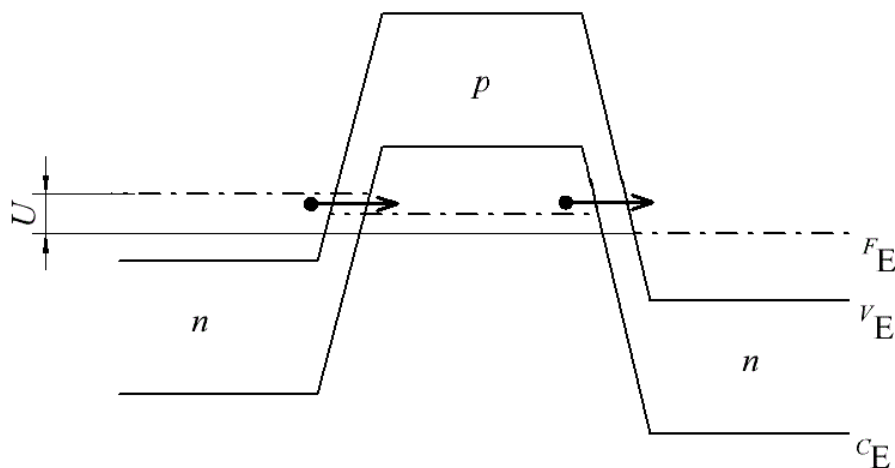


Рис. 4.4. Енергетична діаграма симетричної $n^+-p^+-n^+$ структури за напруги на структурі меншій за точку піку, працюючої на основі тунельного ефекту

Збільшення зовнішньої напруги призводить до відповідного збільшення перекриття між заповненими рівнями зони провідності лівої n -області та пустими рівнями валентної зони p -області, за рахунок чого струм збільшується до тих пір, доки не досягне напруги піку (точка 2 на рис. 4.2). Точка піку описується максимальним ступенем перекриття цих зон (див. рис. 4.5), при подальшому збільшенні зовнішньої напруги струм зменшується (точка 3 на рис. 4.2), через те, що ступінь перекриття між заповненими рівнями зони

провідності лівої n-області та пустими рівнями валентної зони р-області стає меншим (див. рис. 4.6)

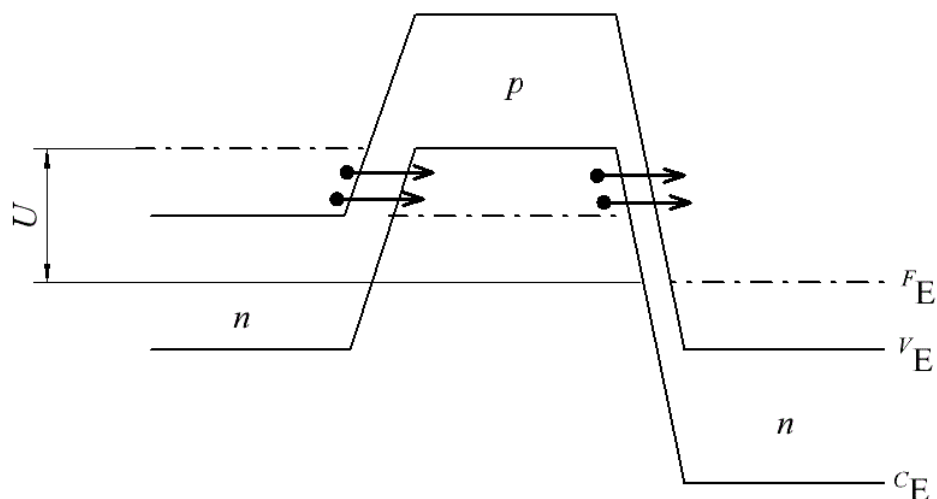


Рис. 4.5. Енергетична діаграма симетричної n⁺-p⁺-n⁺ структури за напруги піку, працюючої на основі тунельного ефекту

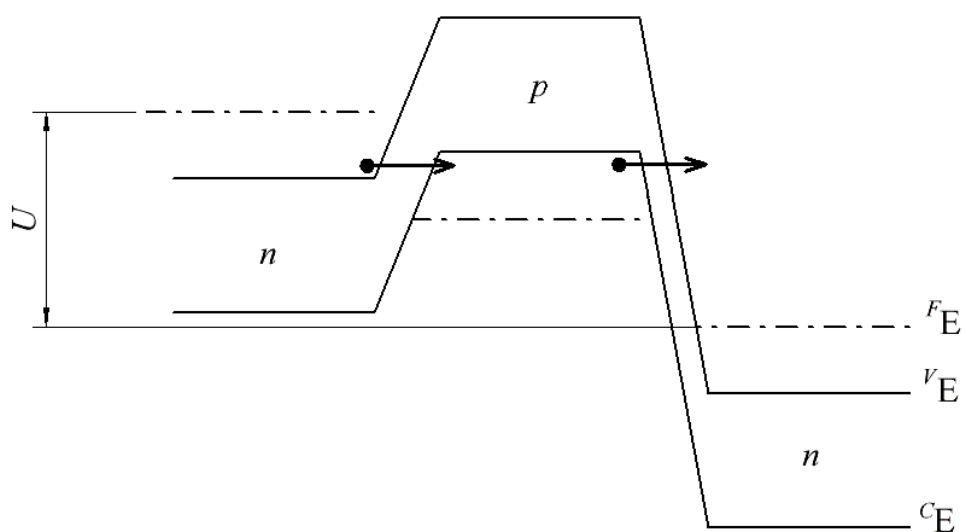


Рис. 4.6. Енергетична діаграма симетричної n⁺-p⁺-n⁺ структури за напруги між напругою точки піку та впадини, працюючої на основі тунельного ефекту

Струм буде зменшуватися доти, доки не зникне перекриття між заповненими рівнями зони провідності лівої n-області та пустими рівнями валентної зони p-області (див. рис. 4.7), а в цей час напруга досягне напруги впадини (точка 4 на рис. 4.2).

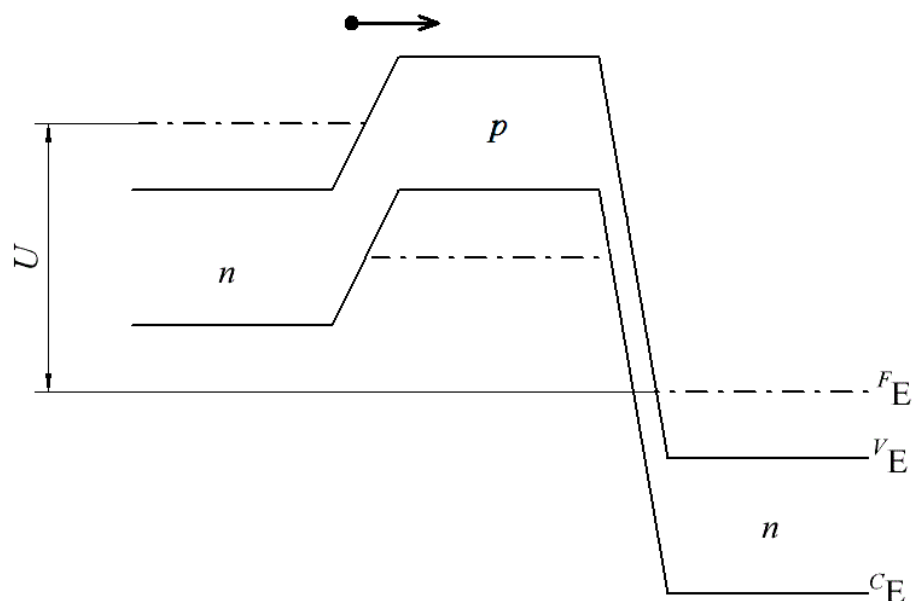


Рис. 4.7. Енергетична діаграма симетричної n⁺-p⁺-n⁺ структури за напруги в точці іпадини, працюючої на основі тунельного ефекту

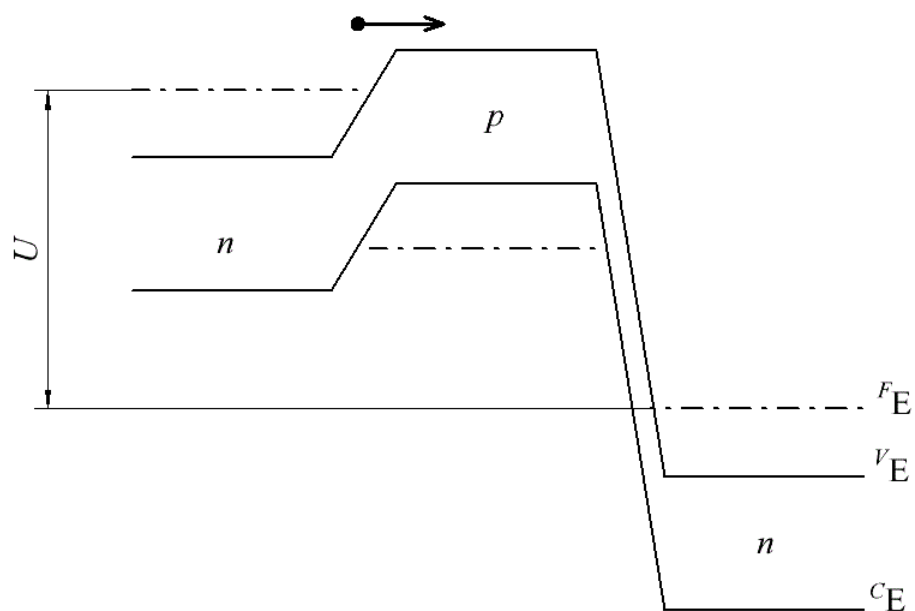


Рис. 4.8. Енергетична діаграма симетричної $n^+-p^+-n^+$ структури за напруги більший ніж напруга впадини, працюючої на основі тунельного ефекту

При цьому на ділянці ВАХ між точками 0 та 4 тунельний струм проходить через обидва p - n переходи, та його величина обмежується лише струмом, який проходить через прямо зміщений p - n перехід.

При перевищенні напруги на структурі напруги впадини, починає свою роботу надбар'єрний механізм переносу заряду. І знову ж таки величина струму обмежується кількістю носіїв заряду, що здатні подолати потенціальний бар'єр лівого p - n переходу.

4.2 ВАХ СИМЕТРИЧНОГО ДІОДА

Під час написання магістерської дисертації була виведена формула для розрахунку ВАХ симетричного тунельного діода, яка в загальному має вигляд:

$$U = \begin{cases} \varphi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) + U_b \cdot \left(1 - \frac{I_0}{I}\right)^{\frac{1}{m}}, & I \geq 0; \\ -\varphi_T \ln\left(1 - \frac{I}{I_0}\right) - U_b \cdot \left(1 + \frac{I_0}{I}\right)^{\frac{1}{m}}, & I < 0. \end{cases} \quad (4.16)$$

де φ_T – температурний потенціал, I_0 – тепловий струм, U_b – напруга пробою, m – стала, що визначається матеріалом високоомної області p - n переходу.

Але, варто відзначити, що кожна з формул (4.1а та 4.1б) має бути розділена на декілька формул, які відповідають ходу графіка на кожній ділянці ВАХ симетричного діода, а саме:

1. Між точками 0 та 2 на рис. 4.2 (далі – перша ділянка)
2. Між точками 2 та 4 на рис. 4.2 (далі – друга ділянка)
3. Починаючи з точки 4 на рис. 4.2 (далі – третя ділянка)

В ході аналізу даних, ходу графіка ВАХ тунельного діода, а також експериментально отриманих графіків ВАХ зустрічно ввімкнених тунельних діодів вдалось отримати наступні формули для розрахунку кожної ділянки ходу ВАХ симетричного тунельного діода:

1. Для першої ділянки застосовуються вже згадані формули 4.1а та 4.1б:

$$U = \begin{cases} \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I}{I_0} \right) + U_b \cdot \left(1 - \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I \geq 0; \\ -\varphi_T \ln \left(1 - \frac{I}{I_0} \right) - U_b \cdot \left(1 + \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I < 0. \end{cases}$$

2. Для другої ділянки характерний спад струму через дію від'ємного диференційного опору та зменшення тунельного струму, що впливає на хід графіка ВАХ і, відповідно, на формулу, яка застосовується для її побудови, а саме:

$$U = \begin{cases} \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I}{I_0} \right) + U_b \cdot \left(1 + \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I \geq 0; \\ -\varphi_T \ln \left(1 - \frac{I}{I_0} \right) - U_b \cdot \left(1 - \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I < 0. \end{cases} \quad (4.2a)$$

3. Для останньої, третьої ділянки ВАХ симетричного тунельного діода враховується значення струму піка, тому, що графік має починатись на цій ділянці не з нуля, а йти саме з точки, яка відповідає струму піка. Все інше відповідає формулам 4.1а та 4.1б, тому, що тунельний струм починає знову зростати на цій ділянці. Загалом, формули для побудови даної ділянки ВАХ симетричного тунельного діода наступні:

$$U = \begin{cases} I_{\pi} + \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I}{I_0} \right) + U_b \cdot \left(1 - \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I \geq 0; \\ I_{\pi} - \varphi_T \ln \left(1 - \frac{I}{I_0} \right) - U_b \cdot \left(1 + \frac{I_0}{I} \right)^{\frac{1}{m}}, & I < 0. \end{cases} \quad (4.3a)$$

Також, варто сказати, що для розмежування, а саме для розрахунку точок 2 та 4 (рис. 4.2) враховувались значення струму піка I_{π} та струму впадини I_b , які розраховувались за наступними формулами:

$$I_{\pi} = eSnD \sqrt{\frac{E_m - E_c}{2m}}, \quad (4.4)$$

$$I_{\text{в}} = \frac{I_{\pi}}{8}, \quad (4.5)$$

Де e - заряд електрона, S - площа р-п переходу, n - концентрація електронів та дірок, D – коефіцієнт проходження, E_c – енергія дна зони провідності, E_m – енергія, яка відповідає максимуму функції розподілу електронів в зоні провідності, m – ефективна маса електрона.

Значення формули 4.5 взято для структури на кремнії.

Також, значення напруги пробую U_b та теплового струму I_0 розраховувались за наступними формулами:

$$U_b = 40\rho_n + 8\rho_p, \quad (4.6)$$

$$I_0 = eS \cdot \frac{D_n p_i^2}{W_p N_D}, \quad (4.7)$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів, N_D – концентрація домішок, ρ_n та ρ_p – питомий опір в n – та p – областях.

Тож, внаслідок розрахунків були отримані наступні графіки:

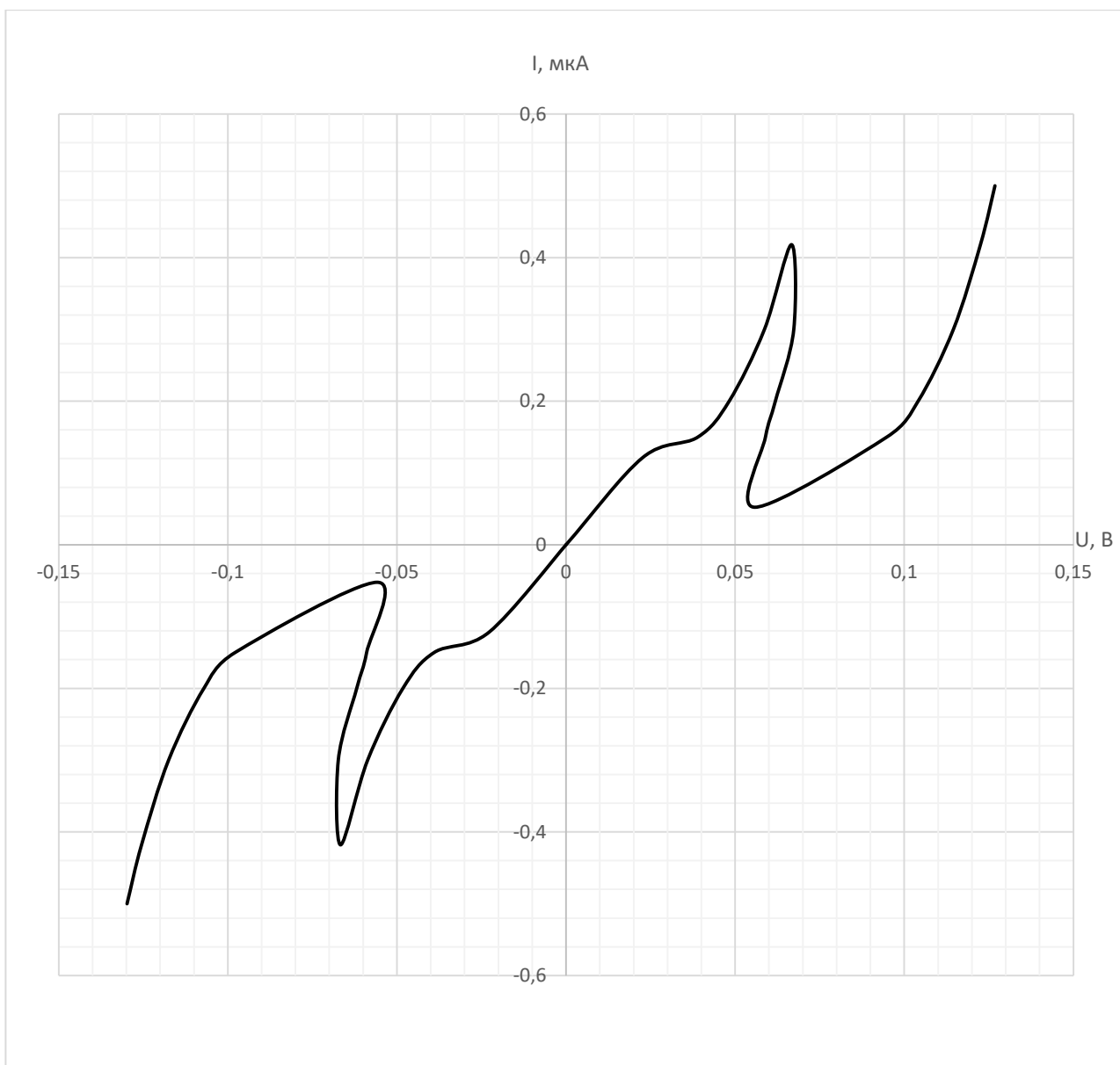


Рис. 4.9 ВАХ симетричного тунельного діода при концентрації домішок

$$N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

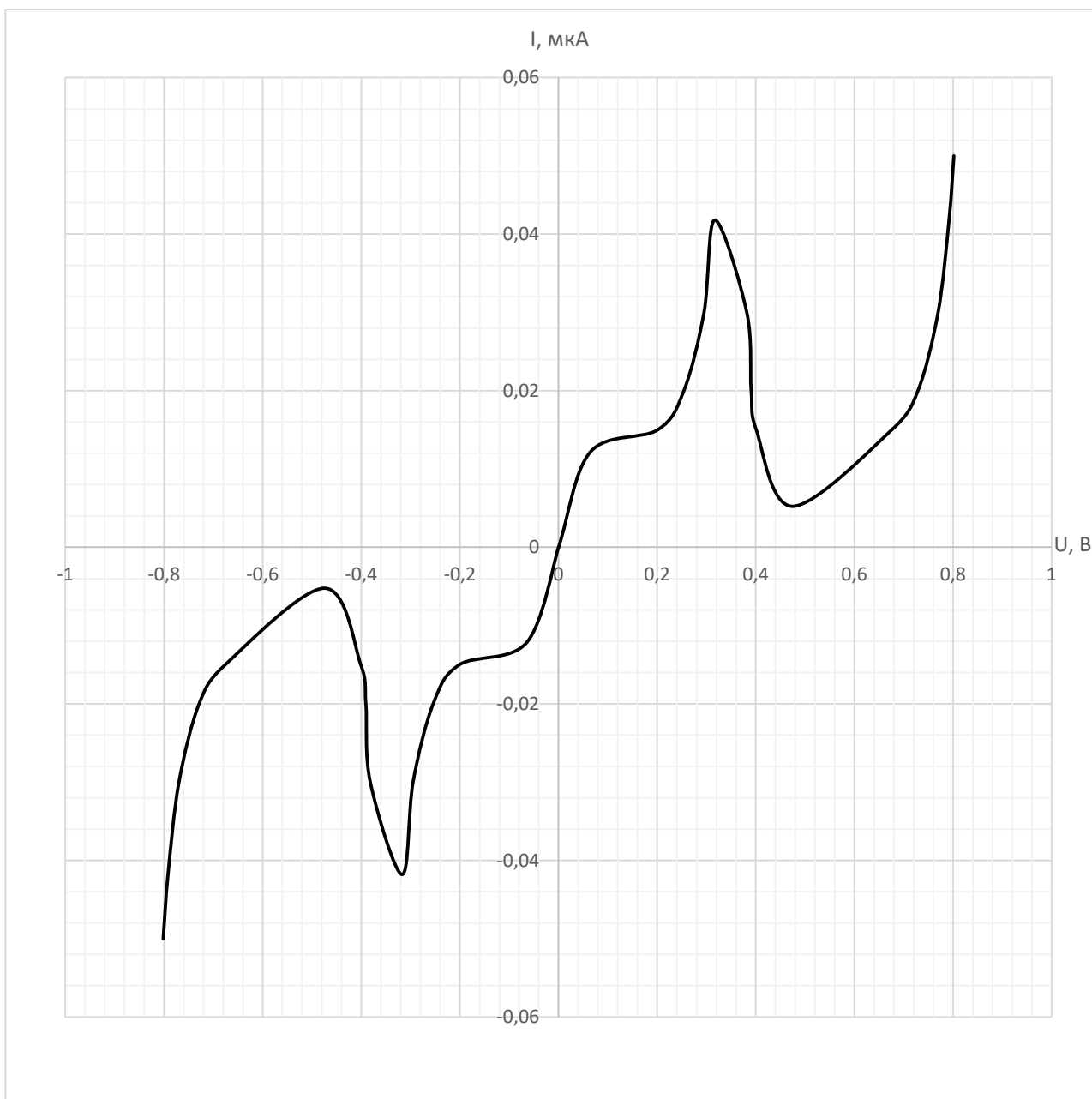


Рис. 4.10 ВАХ симетричного тунельного діода при концентрації домішок

$$N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

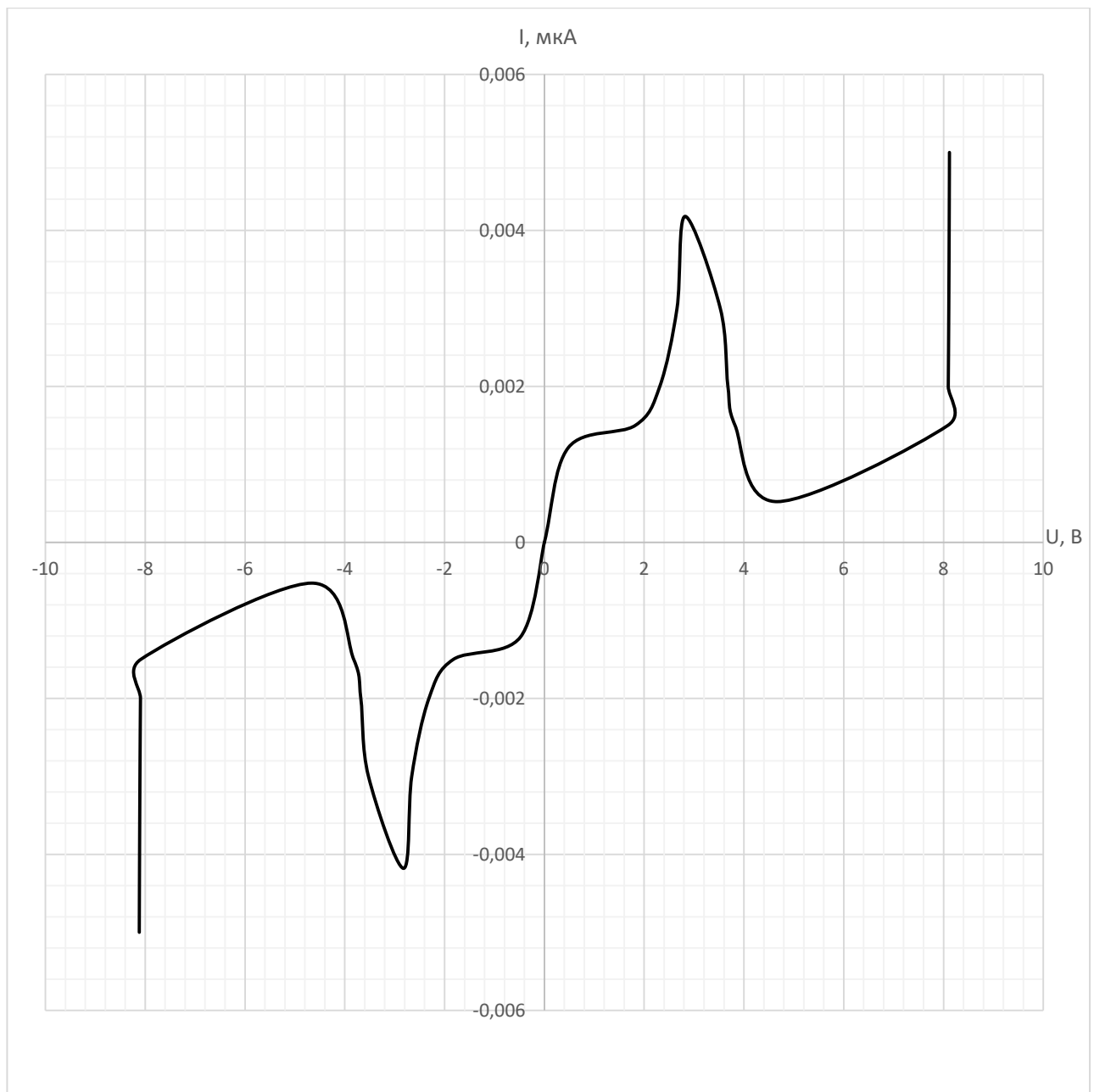


Рис. 4.11 ВАХ симетричного тунельного діода при концентрації домішок $N_D = 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Як можемо бачити з отриманих графіків, найбільш близькими за значеннями та ходом графіка ВАХ вийшли графіки при концентраціях домішок $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ та $N_D = 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Данна ситуація підтверджує те, що для тунельних діодів, а також для симетричного тунельного діода найбільш підходяща мінімальна концентрація домішок в областях є $N_D = 10^{19} \text{см}^{-3}$.

РОЗДІЛ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ

Для дослідження залежності напруги від температури для симетричної діодної структури, з тунельними р-п переходами, були виміряні наступні характеристики:

1. ВАХ двох зустрічно ввімкнених діодів;
2. ВАХ цих діодів при протилежному ввімкненні діодів;
3. ВАХ кожного з діодів;

Використовувались тунельні діоди АІ-201В та ЗІ-306Е.

Дослідження було проведено за різних температур, а саме:

1. Для ланки послідовно ввімкнених діодів за температур 18°C, 50°C, 80°C та 110°C.
2. Для вимірів кожного з діодів окремо за температур 19°C, 50°C, 70°C та 90°C.

Результати дослідження зображено на рис. 5.14-5.18.

Як можемо побачити з отриманих графіків, пряма гілка ВАХ тунельного діода в межах від 0 В до напруги впадини, не змінюється при зміні температури. Аналогічно не змінюється при зміні температури і зворотна гілка ВАХ. Після напруги піку починає працювати надбар'єрний механізм переносу носіїв заряду, і напруга починає зменшуватись з підвищенням температури. Тож, ВАХ ланки зустрічно ввімкнених тунельних діодів має аналогічну залежність від температури, як і пряма гілка ВАХ окремо взяти тунельного діода, а саме, залишається незмінною майже до напруги впадини, а також має від'ємний ТКН на ділянці після напруги впадини.

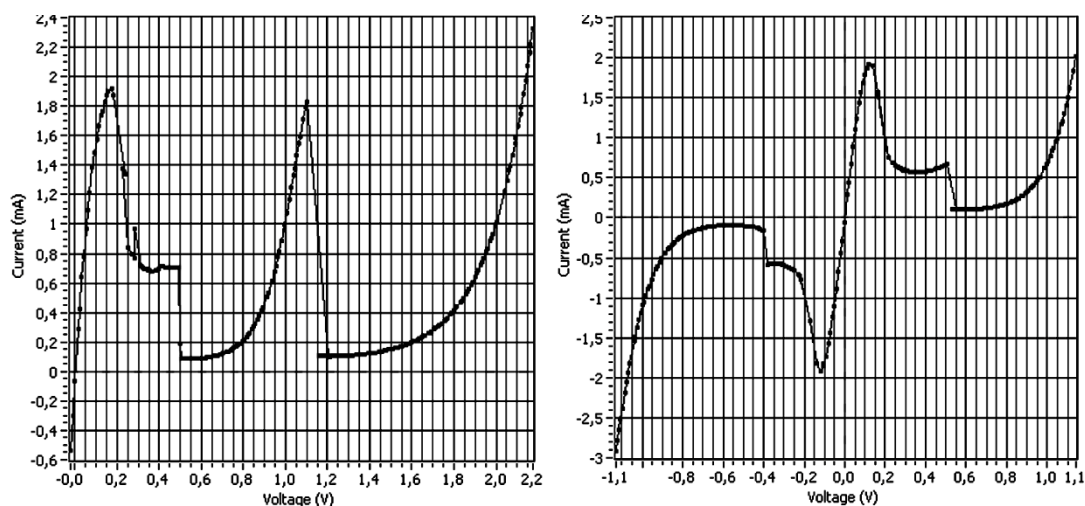


Рис. 5.14. ВАХ ланки зустрічно ввімкнених діодів (правий графік) та ВАХ ланки протилежно ввімкнених діодів (лівий графік) за кімнатної температури

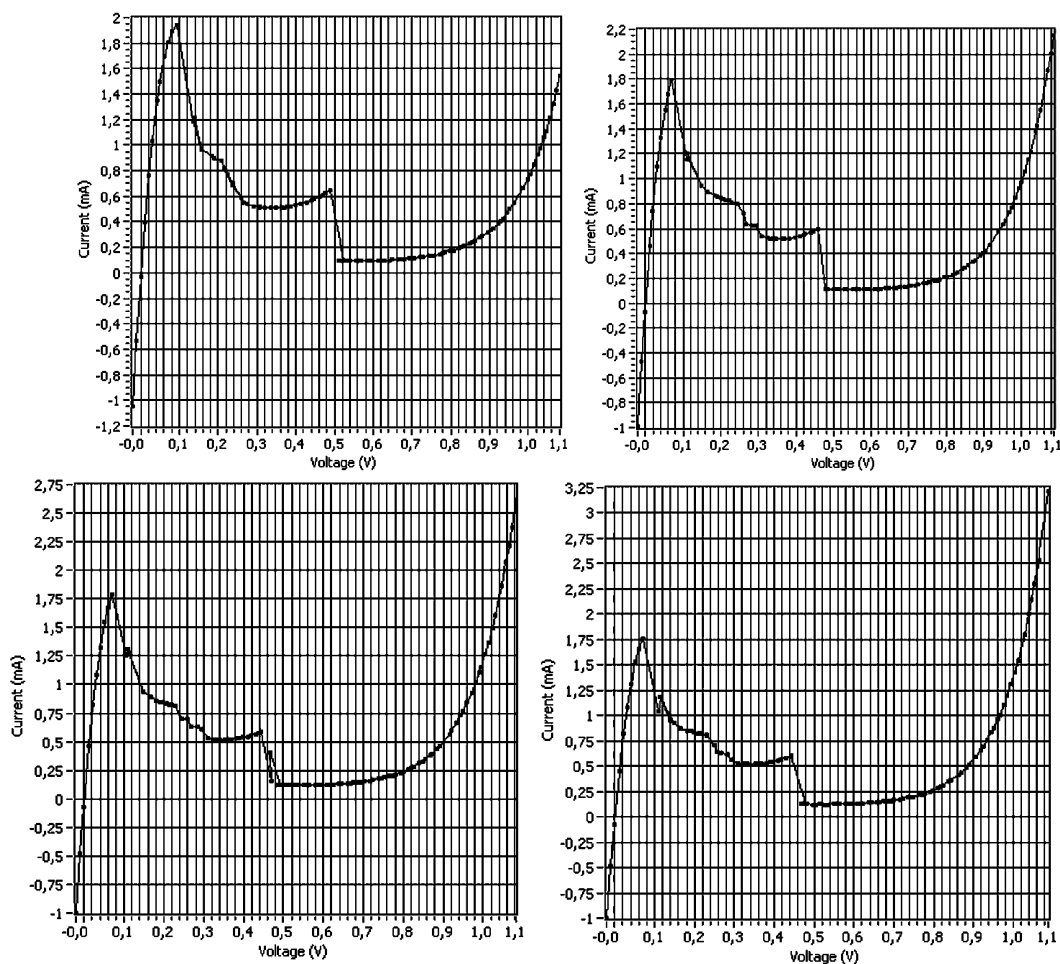


Рис. 5.15. ВАХ окремо взятого діода АІ-201В за різних температур (зліва направо зверху 19°C-50°C, зліва направо знизу 70°C-90°C)

Зміна температури тунельного діода може по-різному впливати на тунельну складову струму і на складову, пов'язану з інжекцією.

На температурну залежність тунельної складової струму можуть впливати наступні фізичні фактори:

1. З підвищенням температури зменшується ширина забороненої зони арсеніду галію і германію - основних вихідних напівпровідникових матеріалів для тунельних діодів. Зменшення ширини забороненої зони призводить до зменшення товщини потенційного бар'єру, крізь який тунелюють електрони, при цьому ймовірність тунелювання зростає. Тунельна складова струму і, зокрема, піковий струм збільшуються (рис. 5.19).

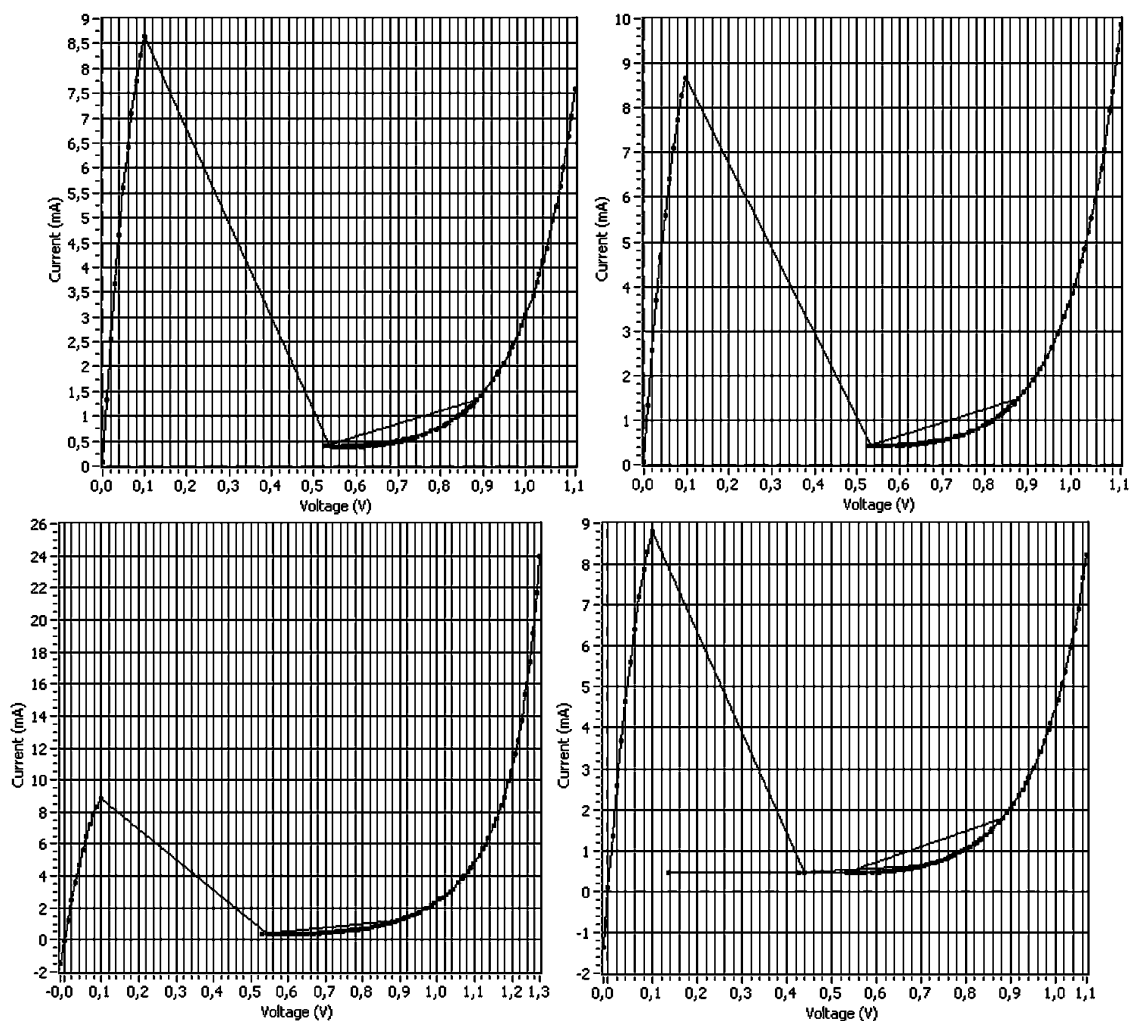


Рис. 5.16. ВАХ окремо взятого діода ЗІ-306Е за різних температур (зліва направо зверху 19°C-50°C, зліва направо знизу 70°C-90°C)

2. При збільшенні температури змінюється розподіл електронів по енергетичним рівням - кількість електронів під рівнем Фермі в зоні провідності n-області зменшується, так як частина вільних електронів переходить на більш високі енергетичні рівні, а рівень Фермі зміщується вниз. Тому зменшується число електронів, які можуть тунелювати з n-області в р-область. Тунельна складова прямого струму зменшується (рисунк 5.20).

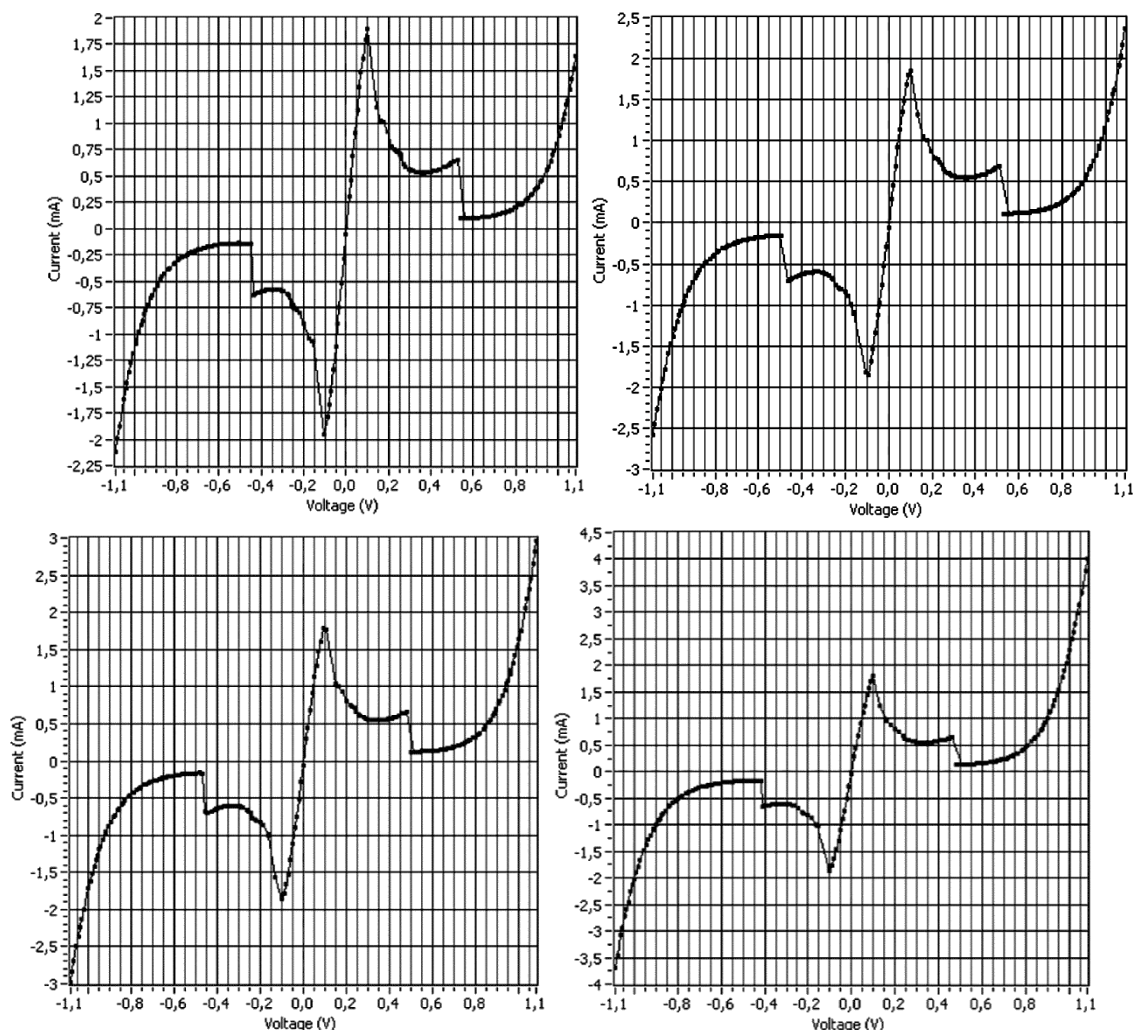


Рис. 5.17. ВАХ ланки зустрічно ввімкнених діодів за різних температур (зліва направо зверху 18°C-50°C, зліва направо знизу 80°C-110°C)

Інжекційна складова струму тунельного діода зростає зі збільшенням температури з двох причин, які мають місце і в випрямних діодах - зменшення

потенційного бар'єру і перерозподіл носіїв заряду по енергетичним рівням. Тому у тунельного діода струм западини зростає зі збільшенням температури.

Другий фактор буде визначальним при малому виродженні матеріалу (щодо слабке легування), коли тунельний струм обумовлений електронами з енергетичних рівнів, розташованих біля рівня Фермі. Зі збільшенням температури в цьому випадку буде спостерігатися зменшення струму максимуму, так як зміниться заселеність енергетичних рівнів. Тому тунельні діоди на основі германію n-типу мають негативним температурним коефіцієнтом струму максимуму порядку $0.2-0,3\% \text{ } ^\circ \text{C}$, тому що концентрація домішок в рекрісталізованій області обмежена значенням $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

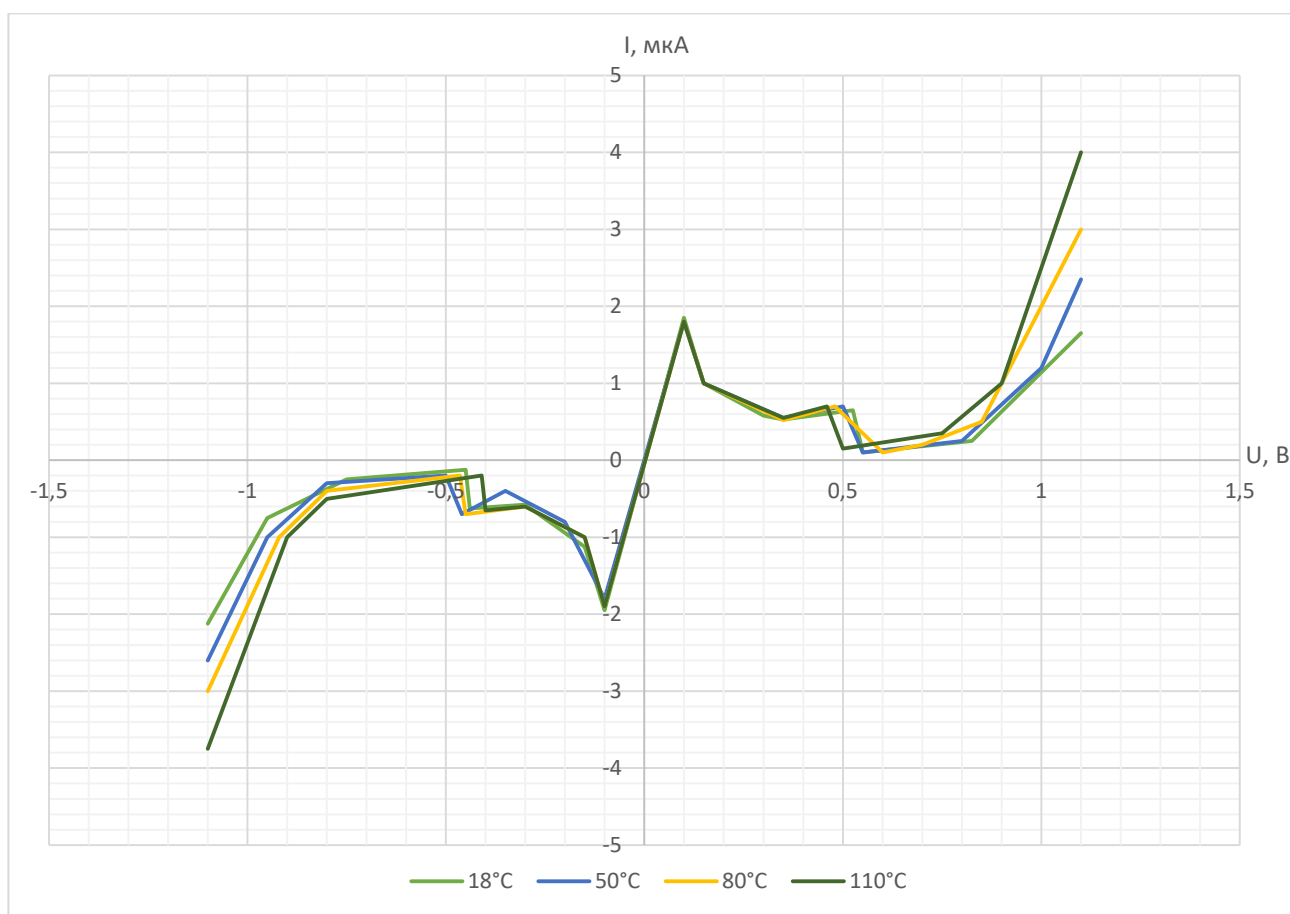


Рис. 5.18. Суміщений графік ВАХ ланки зустрічно ввімкнених діодів за різних температур

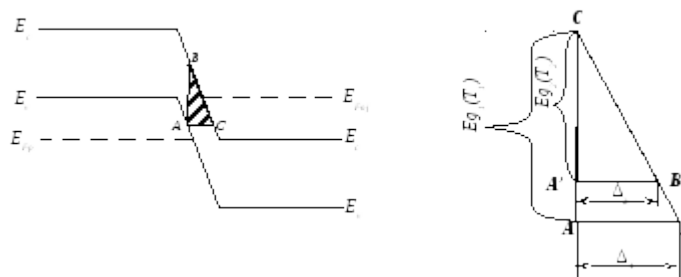


Рис. 5.19 - Збільшення пікового струму тунельного діода при зростанні температури

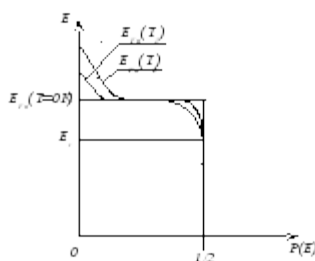


Рис. 5.20 - Зменшення пікового струму тунельного діода при зростанні температури

Зміна ширини забороненої зони з температурою буде визначальним в діодах з сильним легуванням, так як при глибокому виродженні струм буде визначатися тунелюванням електронів з рівнів, енергія яких значно менше енергії, яка відповідає рівню Фермі. З ростом температури струм максимуму повинен зростати (через підвищення ймовірності тунельного ефекту) при зменшенні ширини забороненої зони, що спостерігається і на практиці у діодів на основі германію р-типу, починаючи з певної концентрації домішок в них (приблизно $6 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$).

Так як ці фактори діють, так би мовити, в різні боки, то сумарний їх вплив, по-перше, має бути малим, а по-друге, воно може привести як до збільшення,

так і до зменшення пікового струму тунельного діода зі збільшенням температури.

Залежність характеру зміни струму максимуму тунельного діода з температурою від ступеня легування дозволяє підібрати таку концентрацію домішок в матеріалі, при якій в широкому температурному діапазоні буде спостерігатися мала зміна струму максимуму. Про величину концентрації домішок можна судити по обумовленому їй напрузі u_1 , відповідному току максимуму діода. Так, германієві тунельні діоди з напругою u_1 56 - 60 мВ мають мінімальну залежність струму максимуму в діапазоні 100°C .

Залежність струму мінімуму I_2 (надлишковий тунельний струм) від температури визначається зміною ширини забороненої зони, так як заселеність проміжних енергетичних рівнів, перехід електронів через які визначає надлишковий струм, не залежить від температури, тому що вони значно віддалені від рівня Фермі. Тому з ростом температури струм мінімуму збільшується головним чином через зменшення ширини забороненої зони.

Ставлення струму максимуму до току мінімуму I_1 / I_2 зазвичай зменшується з ростом температури, причому (для діодів на основі германію n-типу) тим сильніше, чим більше цей показник.

Температурні залежності напруги u_1 , відповідного максимуму тунельного струму, напруги u_0 , що відповідає мінімальному значенню негативного опору, і напруги $u_1 \times R$, що відповідає мінімальному дробові шуму p-n-переходу, визначаються в основному ступенем легування n-області і слабшають з ростом концентрації домішок в ній. Зазвичай ці напруги змінюються мало і при збільшенні температури незначно зменшуються. Напруга u_2 , відповідне мінімуму тунельного струму, з підвищенням температури також зменшується (через зростання дифузійної складової струму). Температурний коефіцієнт напруги з близький до температурного коефіцієнту напруги звичайних германієвих діодів, включених в прямому напрямку.

Що стосується тунельних діодів на основі кремнію і інтерметалевих з'єднань, то відсутність достатньої кількості опублікованих даних по дослідженню температурних залежностей параметрів не дає можливості в даний момент зробити узагальнюючі висновки та встановити закономірності. Однак якісні припущення про ці залежностях можуть бути зроблені на основі зонної структури цих напівпровідників. Так, залежність струму максимуму від температури тунельних діодів з інтерметалевих з'єднань буде за характером подібна цієї залежності у германієвих діодів, так як в цих з'єднаннях передбачаються прямі тунельні переходи (без взаємодії електрона з ґратами). У кремнії, де тунельні переходи не прямим (з певним взаємодією електрона з ґратами), при збільшенні температури буде спостерігатися зростання струму максимуму.

РОЗДІЛ 6.

РОЗРОБКА СТАРТАП ПРОЕКТУ

6.1. ОПИС НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ПРИЛАДУ

Таблиця 5.1. Опис ідеї стартап-проекту

Зміст ідеї	Напрямки застосування	Вигоди для користувача
Конструкція симетричного тунельного діода	1. Генерація НВЧ сигналів; 2. Обмеження струму	Підвищення функціональності за меншою ціною за рахунок об'єднання двох елементів в один

Таблиця 6.2. Визначення сильних, слабких та нейтральних характеристик ідеї проекту

п/п	Техніко-економічні характеристики ідеї	(потенційні) товари/концепції конкурентів				W (слабка сторона)	S (сильна сторона)
		Мій проект	Конкурент 1	Конкурент 2	Конкурент 3		
.	Економічні	200 у.о.	170 у.о.	300 у.о.	460 у.о.		

.	Призначення	Обмеження струму	Обмеження струму	Обмеження струму	Обмеження струму			
.	Надійності	Мала кількість компонентів	Мала кількість компонентів	Середня кількість компонентів	Використання найкращих компонентів в великій кількості			
.	Технологічні	Не потребує налаштування після виробництва	Потребує налаштування після виробництва	Потребує налаштування після виробництва.	Потребує налаштування після виробництва.			
.	Ергономічні	-	-	-	-			
.	Органолептичні	-	-	-	-			
.	Транспортабельності	Масштабні розміри, може встановити	Масштабні розміри, може встановити	Масштабні розміри, може встановити	Масштабні розміри, може встановити			

		юватись в маленьки х корпусах.	юватись в маленьки х корпусах.	юватись в маленьки х корпусах.	юватись в маленьки х корпусах.			
.	Екол огічності	-	-	-	-			
0	Безп еки	Безп ечно	Безп ечно	Безп ечно	Безп ечно			

Конкурент 1: Тунельний діод.

Конкурент 2: Ланка з двох послідовно ввімкнених тунельних діодів.

Конкурент 3: Обмежувач струму з використанням МДН-транзисторів.

6.2. ТЕХНОЛОГІЧНИЙ АУДИТ ІДЕЇ ПРОЕКТУ

Таблиця 6.3. Технологічна здійсненність ідеї проекту

п/п	Ідея проекту	Технології її реалізації	Наявність технологій	Доступ ність технологій
.	Просте технологічне рішення	Стандартн а МДН- технологія	Стандартна технологія виготовлення	Доступ но
		Стандартн а біполярна технологія	Стандартна технологія виготовлення	Доступ но
		Обрана технологія реалізації ідеї проекту: Стандартна МДН-		

технологія

6.3. АНАЛІЗ РИНКОВИХ МОЖЛИВОСТЕЙ ЗАПУСКУ СТАРТАП-ПРОЕКТУ

Таблиця 6.4. Попередня характеристика потенційного ринку стартап-проекту

п/п	Показники стану ринку (найменування)	Характеристика
	Кількість головних гравців, од	3
	Загальний обсяг продаж, грн/у.од	2000
	Динаміка ринку (якісна оцінка)	Зростає
	Наявність обмежень для входу (вказати характер обмежень)	Немає
	Специфічні вимоги до стандартизації та сертифікації	Немає
	Середня норма рентабельності в галузі (або по ринку), %	150

Ринок є привабливим для входження.

Таблиця 6.5. Характеристика потенційних клієнтів стартап-проекту

п/п	Потреба, що формує ринок	Цільова аудиторія (цільові	Відмінності у поведінці різних потенційних	Вимоги споживачів до товару
-----	--------------------------	----------------------------	--	-----------------------------

		сегменти ринку)	цільових груп клієнтів	
	Необхідність обмеження струму у схемах, що працюють на невеликих робочих струмах	Ринок мікросхем для побутової, електронної та військової техніки.	Немає	Надійність, економічність, ефективність та компактність.

Таблиця 6.6. Фактори загроз

п/п	Фактор	Зміст загрози	Можлива реакція компанії
1.	Наявність відповідного обладнання	Продукт потребує спеціального обладнання для виготовлення	Пошук обладнання для закупівлі або укладання договору з фірмами, які займаються виготовленням напівпровідникових приладів.
2.	Потреба в ресурсах	Для створення продукту потрібний певний перелік матеріалів та пристроїв для тестування працездатності	Укладання договору з постачальниками матеріалів для технології виготовлення та пошук кваліфікованих спеціалістів для тестування приладів.

Таблиця 6.7. Фактори можливостей

п/п	Фактор	Зміст можливості	Можлива реакція компанії
.	Попит	Існування стійкого попиту означає, що більшість клієнтів зацікавлені у введенні інновацій	Маркетингова діяльність, пошук нових виходів на ринок
.	Конкур енція	Спонукає до розробки на виготовлення нових продуктів зменшуючи витрати на їх виробництво.	Удосконалення структури

Таблиця 6.8. Ступеневий аналіз конкуренції на ринку

Особливості конкурентного середовища	В чому проявляється дана характеристика	Вплив на діяльність підприємства (можливі дії компанії, щоб бути конкурентоспроможною)
1. Вказати тип конкуренції <u>олігополія</u>	На ринку присутня мала кількість компаній, які займаються випуском обмежувачів струму та тунельних діодів	Підвищувати якість товару за рахунок використання найкращих матеріалів. Маркетингова діяльність спрявлена на інформування про переваги
2. За рівнем	Як і	Створити веб-сайт,

конкурентної боротьби міжнародний	користувачі так і фірми виробників знаходяться в різних країнах світу	провести презентації закордоном, виступати на різних конференціях з презентацією приладу.
3. За галузевою ознакою внутрішньогалузева	Товаровиробники, які працюють в межах однієї галузі економіки ведуть економічну боротьбу, шляхом виготовлення різних товарів для того щоб задовольнити одні й ті самі потреби. Вони мають відмінності як у виробничій якості так і методах задоволення потреб ринку. А відповідно вони мають відмінність в якості і ціні.	Аналізувати конкурентноспроможні товари на ринку.
4. Конкуренція за видами товарів: товарно-ротова	Конкуренція між різноманітними шляхами задоволення однієї	Покращувати характеристики товару

		потреби	
5.	За	Передбачає покращення функціоналу в порівнянні з простими рішеннями та є простим в порівнянні з конкурентами, що пропонують складні рішення.	Проводити маркетингову компанію, яка повідомляє про переваги продукту
характером конкурентних переваг - нецінова			
6.	За	Реалізація потреб відмінним від конкурентів способом	Проводити маркетингову компанію, яка повідомляє про переваги продукту
інтенсивністю - не марочна			

Таблиця 6.9. Аналіз конкуренції в галузі за М. Портером

Складові аналізу	Прямі конкуренти в галузі	Потенційні конкуренти	Постачальники	Клієнти	Товари-замінники
	Немає	Виробники обмежувачів струму та	Товар продається розробникам	Вимоги до якості	Різні схеми реалізації обмежувачів

		тунельних діодів			струму
Висновки:	Не було запропоновано використання схожого рішення	Нескладна перебудова існуючої технології	Постачальники не заважають роботі на ринку	Товар має бути якісним та економічним	Товари заміників мають складність виготовлення та високу ціну

Для конкурентоспроможності на ринку необхідно використання найсучасніших методів отримання напівпровідникових приладів, що дозволить забезпечити високу надійність, ефективність та компактність товару.

Таблиця 6.10. Обґрунтування факторів конкурентоспроможності

п/п	Фактор конкурентоспроможності	Обґрунтування (наведення чинників, що роблять фактор для порівняння конкурентних проектів значущим)
.	Ступінь задоволення потреб користувача.	Продукт є простим у використанні та ефективним.
.	Якість розробки з точки зору оптимальності	Продукт має працювати надійно та ефективно, як за кімнатної (звичайної) температури, так і при підвищеній

	показників надійності	температури.
.	Наявність наукових ресурсів	Необхідні кваліфіковані спеціалісти задля підвищення якості приладу.
.	Економічний (ціна товару)	Ціна товару має бути досить економічною для знаходження та утримання потенційних покупців.

Таблиця 6.11. Порівняльний аналіз сильних та слабких сторін проекту

п/п	Фактор конкурентоспроможності	Рейтинг товарів-конкурентів у порівнянні з обмежувачами струму на МДН-транзисторах							
			3	2	1		1	2	3
.	Ступінь задоволення потреб користувача.	7							
.	Якість розробки з точки зору оптимальності показників надійності	8							
.	Наявність наукових ресурсів	3							
.	Економічний (ціна товару)	9							

Таблиця 6.12. SWOT- аналіз стартап-проекту

Сильні сторони: простота виконання	Слабкі сторони: ступінь задоволення потреб користувача.
------------------------------------	---

Можливості: підвищувати ефективність продукту; знижувати витрати на виробництво продукції; формувати попит у споживачів за допомогою маркетингової діяльності.	Загрози: при потребі у обмежені великих струмів споживач буде звертатися до більш цільових виробників.
--	--

Таблиця 6.13. Альтернативи ринкового впровадження стартап-проекту

п/п	Альтернатива (орієнтовний комплекс заходів) ринкової поведінки	Ймовірність отримання ресурсів	Строки реалізації
1.	Дослідження реакції ринку, пошук наукових ресурсів, створення реклами.	90 %	Пів року
2.	Пошук інвесторів, підвищення якості товару, пошук нових способів застосування товару	65%	5 років
3.	Комбінування товару з іншими приладами електронної техніки	50%	5 років

Обрано альтернативу № 2 та 3.

6.4. РОЗРОБЛЕННЯ РИНКОВОЇ СТРАТЕГІЇ ПРОЕКТУ

Таблиця 6.14. Вибір цільових груп потенційних споживачів

п/п	Опис профілю цільової групи потенційних клієнтів	Готовні сть споживачів сприйняти продукт	Орієнто вний попит в межах цільової групи (сегменту)	Інтенсив ність конкуренції в сегменті	Простот а входу у сегмент
.	Виробни ки побутової техніки	Готові	Високий	Висока	Висока
.	Виробни ки офісної та комп'ютерно техніки	Готові	Високий	Висока	Висока
.	Виробни ки військової апаратури	Не готові	Середні й	Висока	Низька
.	Радіоама тори	Готові	Низький	Висока	Висока

Які цільові групи було обрано 1 та 2 цільові групи.

Таблиця 6.15. Визначення базової стратегії розвитку

п/п	Обрана альтернатива розвитку проекту	Стратегія охоплення ринку	Ключові конкурентоспроможні позиції відповідно до обраної альтернативи	Базова стратегія розвитку
.	2	Надання товару нових функцій, що дозволить збільшити попит та кількість споживачів на ринку. Надання товару більшої ефективності.	Підвищення попиту у споживачів за рахунок високої ефективності та надійності товару.	Стратегія диференціації
.	3	В поєднанні з вже існуючими електронними компонентами можна покращити ефективність товару	Збільшити попит за рахунок збільшення інтервалу робочих температур та задоволення потреб більшої кількості покупців.	Стратегія спеціалізації

Таблиця 6.16. Визначення базової стратегії конкурентної поведінки

п/п	Чи є проект «першопроходцем» на ринку?	Чи буде компанія шукати нових споживачів, або забирати існуючих у конкурентів?	Чи буде компанія копіювати основні характеристики товару конкурента, і які?	Стратегія конкурентної поведінки
.	Ні	Так	Так, основний функціонал.	Стратегія заняття конкурентної ніші

Таблиця 6.17. Визначення стратегії позиціонування

п/п	Вимоги до товару цільової аудиторії	База стратегія розвитку	Ключові конкурентоспроможні позиції власного стартап-проекту	Вибір асоціацій, які мають сформувати комплексну позицію власного проекту (три ключових)
.	Надійне обмеження струму	Стратегія диференціації	Низька ціна, компактність, ефективність, надійність	Оптимальне співвідношення ціна/ефективність.

6.5. РОЗРОБЛЕННЯ МАРКЕТИНГОВОЇ ПРОГРАМИ СТАРТАП-ПРОЕКТУ

Таблиця 6.18. Визначення ключових переваг концепції потенційного товару

п/п	Потреба	Вигода, яку пропонує товар	Ключові переваги перед конкурентами (існуючі або такі, що потрібно створити)
.	Простота конструкції	Компактність	Висока надійність, використання у колах змінного струму

Таблиця 6.19. Опис трьох рівнів моделі товару

Рівні товару	Сутність та складові		
I. Товар за задумом	Симетричний тунельний діод		
II. Товар у реальному виконанні	Властивості/характеристики	М/Н м	Вр/Тх /Тл/Е/Ор
	1. Сумісність технології отримання з класичними кремнієвими технологіями	М	
	2. Економічна ціна 200 у.о.	М М	
	3. Простота реалізації		

Таблиця 6.20. Визначення меж встановлення ціни

п/п	Рівень цін на товари-замінники	Рівень цін на товари-аналоги	Рівень доходів цільової групи споживачів	Верхня та нижня межі встановлення ціни на товар/послугу
	500 - 1000 у.о.	-	10000 у.о.	150 – 250 у.о.

Таблиця 6.21. Формування системи збуту

п/п	Специфіка закупівельної поведінки цільових клієнтів	Функції збуту, які має виконувати постачальник товару	Глибина каналу збуту	Оптимал ьна система збуту
	Замовлення товару безпосередньо у розробників або на веб-сайті компанії	Встановлен ня контакту, інформування, поділ, зберігання, сортування	Канал нульового рівня	Виробни к безпосередньо збуває продукцію покупцям

Таблиця 6.22. Концепція маркетингових комунікацій

п/п	Специфіка поведінки цільових клієнтів	Канали комунікацій, якими користуютьс я цільові	Ключо ві позиції, обрані для позиціонува ння	Завдан ня рекламного повідомлен ня	Концеп ція рекламного звернення
-----	---------------------------------------	---	--	------------------------------------	---------------------------------

		клієнти			
	Викорис тання товару для обмеження змінного струму	Прямі канал- комунікації	Еконо мічність, компактніст ь, надійність, робота на змінному струмі	Пошир ення інформації про вихід на ринок нового товару. Підкреслен няосновних переваг, які відрізняє товар. Гарантія надійності.	Зверне ння засноване на перевагах товару перед конкурента ми.

ВИСНОВКИ

В ході написання магістерської дисертації були отримані наступні результати:

1. Запропоновано структуру напівпровідникового приладу зі структурою $n^+-p^+-n^+$ типу, працюючої на основі тунельного ефекту. Проведений опис ВАХ такої структури, виходячи з якого зроблено висновок, що ВАХ структури переважно залежить від прямої гілки ВАХ $p-n$ переходів з яких вона складається, оскільки зворотно зміщений перехід не обмежує струм, а тільки невеликою мірою збільшує напругу, спадаючої на структурі. Тобто, в порівнянні з прямою гілкою ВАХ звичайного тунельного діода, напруги піку та впадини зміщені у бік зростання наруги.

2. Побудовано ВАХ симетричного тунельного діода при різній концентрації домішок і показано, що мінімальною допустимою концентрацією домішок для даної структури є $N_D = 10^{19} \text{см}^{-3}$ - $N_D = 10^{20} \text{см}^{-3}$.

3. Проведено експериментальне дослідження ланки зустрічно ввімкнених тунельних діодів, з якого можна зробити висновки, що вольт-амперні характеристики майже не залежать від температури в тому діапазоні, в якому проводились виміри.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Волкова Е.В., Оболенский С.В. Физика оптоэлектронных, СВЧ и КВЧ диодов и организация их проектирования с использованием высокопроизводительных вычислений: Учебное пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. – 83 с.
2. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М. Мир, 1981 р. – 567 с.
3. С. Г. Мадоян, Ю. С.Тіховцев. А. Ф. Трутко - Тунельний діод. Збірник "Напівпровідникові прилади та їх застосування" під редакцією Федотова Я. А. Вип. 7.
4. К. С. Ржевкін "Тунельний діод" Масова радіобібліотека "випуск 452, Госенергоіздат, 1962 р.
5. Акчурина Е. А., Стиблік В. А. Генератори на тунельних діодах з підвищеною потужністю, Радіотехніка, 1963 р. т. 18, № 11.
6. Williams, Hamilton How to make tunnel diodes even more useful, Electronics, June 7. 1963 V 36. № 23.
7. Тунельні діоди і їх застосування, Р.В. Гостра, Г.С. Зінов'єв, Новосибірськ 2003 р.
8. "Напівпровідникові діоди. Параметри, методи вимірювань, під ред. М.М. Горюнова, Ю.Р. Носова, изд. «Совестское радіо», 1998..
9. Радіотехнічні схеми на транзисторах і тунельних діодах, під ред. Р.А. Валітова, М., «Зв'язок», 1995 р.
10. Імпульсні перетворювачі та стабілізатори постійної напруги, Ф.І. Александров і А.Р. Сиваков, изд. «Енергія» Ленінградське відділення, 1998 р.

11. Фізика напівпровідникових приладів, Г.А. Розман, Псков 2001 р.
12. Вивчення тунельного ефекту за допомогою напівпровідникового тунельного діода - Панков С. Є. - Об'єднаний Інститут Ядерних Досліджень, Тула, 2006 р.
13. І.П. Жеребцов «Основи електроніки». Ленінград, «Вища школа», 1985 г.
14. Ю. М. Колмаков «Основи квантової теорії і атомної фізики», ТулГУ, Тула, 2003 р Ту
15. Y. Y., "Silicon-based tunnel diode technology". PhD disertstion., Notre Dame, Indiana: University of Notre Dame, 2008.
16. В.В. Новиков «Теоретичні основи мікроелектроніки». М .; «Вища школа», 1972 р
17. G. B. Smith, "Tunnel diode generates rectangular pulses," Electronics, vol. 33, pp. 124, 1960.
18. J. P. A. v. d. Wagt, "Tunneling-based SRAM," Proc. IEEE, vol. 87, pp. 571-595, 1991.
19. E. Ohmichi, E. Komatsu, and T. Osada, "Application of a tunnel diode oscillator to noncontact resistivity measurement in pulsed magnetic fields," Rev. of Scientific Instruments, vol. 75, pp. 2094-2097, 2004.
20. R. G. Swartz, "In perspective: the tunnel diode," IEEE Int. Solid-State Circ. Symp., pp. 278-280, 1986.
21. P. N. Butcher, J. A. Hulbert, and K. F. Hulme, "Dependence of peak current density on acceptor concentration in Germanium tunnel diodes," Solid State Electron., vol. 3, pp. 358-360, 1962.
22. V. M. Franks, K. F. Hulme, and J. R. Morgan, "An alloy process for making high current density silicon tunnel diode junctions," Solid State Electron., vol. 8, pp. 343-344, 1965.

23. A. Seabaugh and R. Lake, "Tunnel Diodes," Encyclopedia of Applied Physics, vol. 22, pp. 335-359, 1998
24. E. Pittelli and W. Rindner, "Tunnel and Excess Currents in Stressed Esaki Diodes," Solid State Electron., vol. 10, pp. 911-916, 1967.
25. R. Swami and B. A. P. Tantry, "Excess current in tunnel diodes in presence of lattice defects," Indian J. Pure Appl. Phys., vol. 7, pp. 556-558, 1969.
26. A. Seabaugh, Z. Hu, Q. Liu, D. Rink, and J. Wang, "Silicon-Based Tunnel Diodes and Integrated Circuits," 4th International Workshop on Quantum Functional Devices, pp. 5-8, 2000.
27. N. D. Arora, J. R. Hauser и D. J. Roulston, «Electron and Hole Mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature,» IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-29, № 2, pp. 292-295, 1982.
28. D. Nobili, "Equilibrium carrier density and solubility of silicon dopants," Semiconductor Silicon, vol. 90, pp. 550-564, 1990.
29. S. K. Diamond, E. Ozbay, M. J. W. Rodwell, and D. M. Bloom, "Resonant tunneling diodes for switching applications," Appl. Phys. Lett., vol. 54, pp. 153-155, 1989.
30. M. W. Dashiell, J. Kolodzey, P. Crozat, F. Aniel, and J. M. Lourtioz, "Microwave properties of silicon junction tunnel diodes grown by molecular beam epitaxy," IEEE Electron Dev. Lett., vol. 23, pp. 357-359, 2002.